

N° d'ordre : 34/2005 – M/PH

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTERE D'ENSEIGNEMENT SUPERIEURE ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

UNIVERSITE DES SCIENCES ET DE LA TECHNOLOGIE « HOUARI BOUMEDIENE »
FACULTE DE PHYSIQUE



MEMOIRE

Présenté pour l'obtention du diplôme de

MAGISTER

En Physique

Spécialité : Energétique et Mécanique des Fluides

Par

BENYAHIA Nabil

SUJET :

***INTERACTION FLUIDE-PAROI
ECOULEMENT À TRAVERS UN TUBE À PAROI ELASTIQUE***

Soutenu publiquement le : 08/12/ 2005, devant le jury composé de :

Mr M. BENDAOU	Professeur	USTHB	Président
Mr F. SOUIDI	Maître de conférence	USTHB	Directeur de thèse
Mr M. BOUHADEF	Professeur	USTHB	Examineur
Mr A. OUIBRAHIM	Professeur	UMBB	Examineur
Mr S. HANCHI	Maître de conférence	EMP	Examineur

أحمد الله الذي وفقني لإتمام هذا العمل الذي أهديه

✓ إلى والدي الكريمين

✓ إلى إخوتي وأخواتي

✓ إلى جميع أصدقائي

" و ما أوتيتم من العلم إلا قليلا "

DEDICACES

✓ *A MON PERE, MA MERE*

✓ *A MES FRÈRES ET SOEURS*

✓ *A MES AMIS*

"وقل ربي زدني علما"

Remerciement

Cette recherche a été réalisée au laboratoire de mécanique des fluides théorique et appliquée (faculté de physique - USTHB).

Je tiens à remercier sincèrement Monsieur **SUIDI Ferhat**, et à lui exprimer toute ma gratitude. Sa patience à mon égard et son entière disponibilité m'ont permis de réaliser ce travail. Le mérite lui revient entièrement.

Je remercie vivement Monsieur **BENDAOU Mohamed** professeur à l'USTHB qui m'a fait l'honneur d'accepter de présider le jury de cette thèse.

Je remercie également Monsieur **BOUHADEF Malek** professeur à l'institut de Génie civil à l'USTHB, Monsieur **HANCI Samir** Maître de conférence à l'EMP et Monsieur **OUIBRAHIM Ahmed** Professeur à l'UMBB, qui, malgré leurs occupations ont accepté de prendre place parmi les membres du jury.

Je remercie tous mes amis et les membres du laboratoire de mécanique des fluides théorique et appliquée ainsi que tous ceux qui ont apporté leur contribution à la réalisation de ce travail.

Nomenclature

NOMENCLATURE

A	Coefficient de terme d'inertie = $\left(\frac{a}{R}\right)\left(\frac{\bar{R}}{\lambda}\right)^2\left(\frac{\rho_p}{\rho}\right)$
a	Epaisseur de la paroi.
D	Coefficient de rigidité de la paroi = $\frac{Ea^3}{12(1-\delta^2)}$.
E	Module de Young.
f	Facteur de forme.
f _o	Facteur de forme à l'entrée.
J _{ma}	le nombre total des points dans la direction radiale.
I _{ma}	le nombre total des points dans la direction longitudinale.
G	Force induite
G _m	Force induite moyenne.
L	Longueur de la conduite.
P	Pression d'écoulement.
p	Pression d'écoulement adimensionnelle
P _o	Pression d'entrée.
P _m	Pression transmurale = (P _{int} -P _{ext}).
P _{int}	Pression interne.
P _{ext}	Pression externe.
δp	Différence entre la pression d'entrée et la pression externe adimensionnel = $\frac{P_o - P_{ext}}{\rho U_o^2}$
q(t)	Débit à l'entrée.
R	Coordonnée radiale.
\bar{R}	Rayon moyen.
R _o	Rayon de la conduite déformé.
S	Terme source.

S_m	Terme source moyen.
t	Temps.
T_o	Période.
U	Vitesse axiale.
U_o	Vitesse axiale moyenne.
u	Vitesse axiale adimensionnelle.
V	Vitesse radiale.
V_o	Vitesse caractéristique = $\frac{U_o \bar{R}}{\lambda}$
v	Vitesse radiale adimensionnelle.
w	Vitesse radiale définie comme $v - \frac{\partial f}{\partial \tau}$.
W_o	Nombre de Womersley = $\frac{\bar{R}}{\sqrt{vT}}$.
X	Coordonnée longitudinale.
x	Coordonnée longitudinale adimensionnelle.
Δx	Le pas dans la direction longitudinale
x_m	La longueur de la conduite (modèle numérique).

Symboles Grecs:

β	Coefficient d'élasticité = $\frac{E^a}{\rho U_o^2}$.
δ	Coefficient de Poisson.
γ	Composante oscillatoire de l'écoulement d'entrée
λ	Longueur d'onde de l'écoulement d'entrée.
ν	Viscosité dynamique.
ρ	masse volumique du fluide.
ρ_p	masse volumique de la paroi.
τ	Temps adimensionnel.
η	Coordonnée radiale adimensionnelle.
$\Delta \eta$	Le pas dans la direction radial.
ξ	Erreur estimée
ω	Fréquence d'oscillation.

Indices :

P	Paroi.
R	coefficients de maillage dans la direction radiale
r_p	coefficients de maillage dans la direction longitudinale.
I	Indice dans la direction longitudinale.
J	Indice dans la direction radiale.
int.	Interne.
ext.	Externe.
ma	Nombre total de noeuds.
m	Moyenne

Sommaire

SOMMAIRE

INTRODUCTION GENERALE

INTRODUCTION GENERALE	1
------------------------------------	---

CHAPITRE I : ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE.

ÉTUDE BIBLIOGRAPHIQUE	3
------------------------------------	---

CHAPITRE II : MODELISATION ET RESOLUTION

II-1 INTRODUCTION	10
II-2 PRESENTATION DU PHENOMENE	10
II-3 LES HYPOTHESES	11
II-4 LES ÉQUATION DE CONSERVATION	11
II-5 LES CONDITIONS INITIALES ET AUX LIMITES	13
II-5-1 CONDITIONS INITIALES	13
II-5-2 CONDITIONS AUX LIMITES	13
II-6 ANALYSE DIMENSIONNELLE	13
II-6-1- LES VARIABLES ADIMENSIONNELLES	14
II-6-2- LES EQUATIONS ADIMENSIONNELLES	14
II-6-3 LES CONDITIONS INITIALES ET AUX LIMITES ADIMENSIONNELLES	15
a) <i>Conditions initiales</i>	15
b) <i>Conditions aux limites</i>	16
II-7 LA LOI A LA PAROI	16
II-8 MÉTHODE DE RÉOLUTION	21
II-8-1 PREMIER SCHEMA : $\beta \leq 1$	22
II-8-2 DEUXIEME SCHEMA : $\beta > 1$	24
II-9. CONCLUSION:	25

CHAPITRE III : RESULTAS ET DISCUSSION

III-1 INTRODUCTION :	26
III-2 VALIDATION DU SCHEMA NUMERIQUE :	26
III-2-1- LE CAS STATIONNAIRE :.....	27
III-2-2- LE CAS INSTATIONNAIRE :.....	28
III-3 RESULTATS DE LA PRESENTE ETUDE :	32
III-3-1. PHASE TRANSITOIRE/PERMANENTE :.....	32
III-3-2.PREMIERE PARTIE : $\beta < 1$	33
a) <i>L'influence du nombre de Womersley :</i>	33
1) facteur de forme :.....	33
2) <i>Gradient de la pression et force induite moyenne G_m :</i>	35
3) <i>valeur moyenne du terme source S :</i>	37
b) <i>L'influence du coefficient d'élasticité β :</i>	38
1) <i>facteur de forme :</i>	38
2) <i>Gradient de la pression et la force induite moyenne G_m :</i>	40
3) <i>valeur moyenne du terme source S_m :</i>	42
c) <i>Influence de la composante instationnaire de la vitesse d'entrée "γ"</i>	43
d) <i>Profil de vitesse longitudinale :</i>	46
e) <i>Profil instantané de la force induite G :</i>	47
f) <i>évolution des différentes grandeurs au cours d'une période :</i>	48
II-3-3 DEUXIEME PARTIE : $\beta = 1$	52
III-3-4 TROISIEME PARTIE : $\beta > 1$	55

CONCLUSION GENERALE

CONCLUSION GENERALE	59
----------------------------------	-----------

BIBLIOGRAPHIE	61
----------------------------	-----------

Introduction Générale

INTRODUCTION GENERALE :

Dans ce travail, on se propose d'étudier le comportement d'un système constitué de deux entités mécaniques de nature différente : une structure cylindrique déformable, et un fluide en écoulement axial à l'intérieur de cette structure.

L'évolution de chacune des deux entités dépendant de celle de l'autre, un phénomène de couplage apparaît. Plus précisément, le mouvement de la structure est influencé par l'écoulement du fluide à travers les efforts transmis à l'interface, et réciproquement, le mouvement de la structure influence l'écoulement du fluide par les déplacements de l'interface qui entraînent le fluide dans son mouvement.

Ce phénomène d'interaction est présent dans différentes applications de la physique et de l'ingénierie, tels que l'aérodynamique, les réservoirs subissant l'effet de ballonnement de la surface libre de liquide et également dans le domaine naval. Il intervient aussi dans les systèmes nucléaires et dans la biomécanique. Dans cette dernière, l'interaction fluide-structure suscite beaucoup d'intérêts :

- lors de l'écoulement sanguin dans des artères plus ou moins élastiques.
- dans les écoulements particuliers des globules rouges dans les veines.
- lors des échanges sanguins au niveau de la pompe cardiaque.

La complexité de ces phénomènes, dépend de nombreux facteurs, les plus importants d'entre eux sont :

- les effets dissipatifs : viscoélasticité de la paroi, viscosité du fluide.

- les effets non linéaires présents dans la loi à la paroi, et dans le terme convectif de l'équation de Navier Stokes.

- l'absence d'une symétrie axiale lors d'une déformation réelle.

Cette étude concerne le comportement d'une telle structure dans la zone d'entrée et la détermination des différents paramètres physiques qui gouvernent le problème et leurs influences sur le système.

Ce mémoire est articulé de la façon suivante :

-Le premier chapitre est consacré à une revue bibliographique des travaux qui ont servi de base à notre étude.

-Le second chapitre comporte deux parties :

Dans la première partie nous présentons le modèle physique, les équations gouvernantes ainsi que les conditions aux limites associées.

La méthode numérique des différences finies et sa mise en oeuvre pour la discrétisation des équations est exposée dans une deuxième partie.

-Les résultats obtenus sont présentés et analysés au chapitre trois.

-Enfin, une conclusion générale résume les principaux résultats auxquels nous avons aboutis dans cette étude, et nous terminerons en proposant quelques travaux à venir.

Chapitre I
Etude Bibliographique

ÉTUDE BIBLIOGRAPHIQUE :

Les écoulements dans des conduites à géométries particulières ou à paroi déformable, avec un écoulement pulsé ou non, ont un domaine d'application très large. C'est un sujet qui intéresse à la fois les physiciens, les industriels et les biologistes.

En général, l'écoulement oscillatoire est formé de deux composantes, une composante oscillatoire superposée à un écoulement stationnaire de type Poiseuille. On peut classer ces écoulements en deux types :

- L'écoulement pulsé : où la direction de l'écoulement ne change pas, car la composante moyenne stationnaire est toujours dominante. La plupart des écoulements biologiques sont de ce type.
- L'écoulement alterné (reciprocating) : dans ce cas, c'est la composante oscillatoire qui est dominante, la direction de l'écoulement change périodiquement. On rencontre ce genre d'écoulement dans les moteurs à combustion interne (mouvement des pistons).

Nous allons résumer ci-dessous les principaux travaux qui ont été entrepris dans ce domaine et qui nous ont servis de base. Pour une bonne présentation et pour plus de clarté, on divisera ce chapitre en trois parties.

La première partie concerne les écoulements pulsés dans les conduites à paroi rigide. Dans la seconde partie on présentera le cas d'une conduite à géométrie particulière, c'est-à-dire présence d'une déformation dans la conduite. La troisième partie concerne les travaux sur les écoulements dans des conduites déformables.

Dans le cas des écoulements à travers des conduites rigides avec un écoulement pulsé ou non, de nombreux travaux sont disponibles. Parmi eux,

on citera les travaux effectués par : A. S. Jones [1], R. W. Hornbeck [2], S. Uchida [3], S. Uchida et A. Hiroshi [4], H. B. Atabek et C. C. Chang [5], B. Shome et M. K. Jensen [6].

E. G. Richardson [7], a montré que le pic de la vitesse est obtenu loin de l'axe et près de la paroi pour un écoulement alterné. L'écoulement est dit du type annulaire.

R. Creff *et al.* [8], ont étudié numériquement l'écoulement laminaire à l'entrée de la conduite. Ils ont présenté des résultats pour le cas stationnaire et le cas instationnaire (alterné). L'étude a été menée dans son aspect hydrodynamique et dans son aspect thermique. Différentes valeurs de nombre de Reynolds, de Prandtl, de la fréquence, et de la température uniforme de la paroi ont été considérées.

Les résultats montrent l'importance de la région d'entrée pour les phénomènes dynamique et thermique instationnaires. Pour l'effet annulaire l'étude est faite pour deux paramètres: le nombre de Reynolds et la fréquence, le maximum de l'amplitude de la vitesse est localisé près de la paroi, plus en avance dans la conduite plus ce maximum se déplace vers l'axe central.

S. Takabateck et K. Ayukawa [9], ont utilisé la méthode classique 'SOR Upwind' pour obtenir les champs de vitesse, et de pression, ainsi que la contrainte pour plusieurs écoulements pulsés. Ils ont comparé leurs résultats avec ceux donnés par la méthode de perturbation de T. F. Zien et S. Ostrach [10]. Leurs résultats montrent que ce modèle doit être limité à une gamme du nombre de Reynolds plus étroite par rapport à ce qui avait été prévu.

Pour les géométries particulières comme la présence d'un élargissement ou d'un rétrécissement dans la conduite tel qu'un anévrisme ou une sténose, plusieurs études ont été faites.

D. P. Ly *et al.* [11], ont déterminé la répartition de pression et le profil de vitesse dans une conduite tronconique de faible conicité, c'est à dire:

$R(z) = R_0 - \varphi z$ où φ est le demi angle au sommet du cône, d'un écoulement pulsé. Cette étude a été menée par différentes méthodes, expérimentales, analytiques et numériques.

S. Lorthois *et al.* [12], ont étudié la contrainte de cisaillement pariétale maximale (CCPM) dans le convergent d'une sténose à symétrie axiale. Le calcul est fait par une méthode intégrale de couche limite interactive en fonction des paramètres géométriques caractéristiques, de la forme du profil de vitesse choisie à l'entrée et du nombre de Reynolds. Les résultats montrent que la CCPM est indépendante du profil initial. Une relation donne la dépendance de la CCPM en fonction des autres paramètres mesurables en pratique. Cette relation généralise les résultats de la résolution des équations de Navier Stokes pour des caractéristiques géométriques particulières.

S. Remli [13], a étudié l'effet d'une déformation symétrique obéissant à l'équation : $R=R_0 + \varepsilon f(z)$ sur une longueur finie, sur le champ hydrodynamique et le champ thermique. Elle a étudié le cas où la déformation est située dans la zone de développement, et dans le cas où la déformation est dans la zone développée. La résolution est faite par la méthode des perturbations. Elle a constaté que le champ dynamique est fortement perturbé en aval de la zone déformée, et ceci quelque soit la position de la déformation. Le champ thermique est moins sensible à la déformation.

R. Sehaqui *et al.* [14], par une méthode analytique, ont étudié l'influence du profil de vitesse d'entrée et la déformation de la paroi supérieure dans un canal, sur le transfert thermique. La conduite est à section droite rectangulaire, la température du plan inférieure est imposée, le plan supérieur est adiabatique et obéit à l'équation : $\delta(x)=1-d_0[1-\cos(2\pi x)]$. Les résultats montrent que le transfert thermique est augmenté soit par le profil de vitesse perturbé soit par la forme de la paroi.

Pour les écoulements dans les conduites à paroi déformable, on rencontre plusieurs travaux.

Pour un l'écoulement pulsé dans les conduites déformables, deux cas peuvent être observés. Les vaisseaux qui sont soumis à une pression transmurale positive se gonflent et maintiennent la forme cylindrique pendant la déformation. Une telle déformation a tendance à être de faible amplitude, à cause de la forte rigidité de la paroi.

Quand la pression transmurale est négative, les vaisseaux se contractent et s'effondrent lorsque la pression d'écoulement chute au-dessous d'une valeur critique. En général, cette situation se produit naturellement dans les applications physiologiques. Exemple : sifflement lors de l'expiration chez certains sujets malades.

Un modèle souvent utilisé est basé sur les hypothèses suivantes : le fluide est newtonien et incompressible, l'écoulement est unidirectionnel. L'interaction fluide paroi est décrite par une loi dite : loi de tube. Cette loi relie la pression transmurale locale au diamètre de tube.

A. Kamm et H. Shapiro [15], ont traité l'écoulement instationnaire unidirectionnel dans un tube à paroi déformable, avec l'hypothèse d'une grande longueur d'onde comparée au diamètre du tube. Ils ont supposé que l'écoulement était unidirectionnel, la pression uniforme $P(x, t)$ et la vitesse à l'entrée, du type profil plat $U(t)$.

Leurs résultats ont été comparés avec des résultats expérimentaux et ont donné une bonne concordance. Ces études ont révélé de nouveaux et inattendus phénomènes. Par exemple, ils ont montré que l'écoulement dû à une pression externe uniforme dans l'espace, produit une onde de choc suite à la diminution de la section droite du tube.

Z. Doulfoukar *et al.* [16], ont présenté une méthode numérique pour la résolution de l'écoulement d'un fluide viscoélastique en conduite à paroi déformable. Cette méthode est une amélioration de la méthode itérative de H. Bethaud [17]. Ce nouveau modèle permet d'obtenir une convergence du processus dans le cas où la méthode de H. Bethaud divergerait. Dans les résultats qui ont été exposés, ils ont montré l'apport de cette méthode par rapport à la méthode globale. Ainsi, ils ont mis en évidence la différence entre un fluide newtonien et un fluide viscoélastique. Ce dernier présente par un aplatissement du profil de vitesse par rapport au cas du fluide newtonien. Cette différence se traduit sur les profils de la contrainte de cisaillement pariétal et du coefficient de correction du débit de quantité de mouvement.

H. Amar *et al.* [18], ont présenté l'étude d'un écoulement pulsé en conduite déformable de faible diamètre. Le fluide est diphasique :

- un noyau central constitué d'une suspension des globules rouges.
- une phase plasmatique entourant ce dernier.

La relation contrainte pariétale-débit est donnée sous la forme :

$Q=f\left(\tau_p, \frac{\partial\tau_p}{\partial t}\right)$, où τ_p est la contrainte pariétale. Cette relation prend en compte

la nature du fluide, celle de l'écoulement et de la déformabilité de la conduite.

Cette relation constitue une relation de fermeture pour le système des équations intégrale (globale) qui peut être résolu sans faire appel aux équations locales.

M. Mafkhari *et al.* [19], ont étudié l'effet de la symétrie du profil de vitesse dans un canal asymétrique, à paroi inférieure fixe et supérieure souple. Le comportement mécanique de la paroi est modélisé par une relation

pression-section définie par : $H(x,t) = H_0 \left[1 + \frac{c_0}{H_0} (p-p_0) \right]$, où : H_0 définit la

section de la paroi à pression transmurale nulle ($P_t=P-P_0$), P_0 est la pression extérieure, c_0 est un coefficient caractérisant la rigidité de la paroi supérieure. La comparaison est faite sur l'évolution du débit entre le cas où le profil de vitesse est symétrique et le cas où le profil est asymétrique.

F. Chirazi, *et al.* [20], ont proposé une résolution analytique complète de l'équation de propagation pour l'écoulement d'un fluide parfait en conduite à paroi déformable. Le comportement de la paroi est modélisé par une loi

exponentielle : $A(z,t) = A_0 \text{EXP}\left[\frac{C P_t(z,t)}{A_0}\right]$, où : A_0 est la section à pression

transmurale nulle ($P_t=P-P_0$), P_0 est la pression extérieure et P la pression interne, C est une constante qui caractérise la rigidité de la conduite. Les résultats qui ont été obtenus sont prometteurs en terme d'application en biomécanique cardio-vasculaire.

G. Pontrelli [21], a étudié numériquement, par la méthode des différences finies, la propagation d'onde dans un tube dilatable. L'étude est

basée sur quelques hypothèses simplificatrices : l'onde de pression a une grande longueur d'onde et une petite amplitude, la déformation des parois est supposée radiale et longitudinale. Le modèle inclut les effets des paramètres combinés de la viscoplasticité de la paroi et la viscosité du fluide (sang). L'effet du paramètre d'élasticité est relié à la fréquence d'oscillation. Parmi les résultats qu'ils ont obtenus, est celui qui montre que le paramètre de viscosité atténue les oscillations de grandes fréquences. Ce modèle s'avère inadéquat pour les grandes pressions.

M. Heil [22], a utilisé les équations 3D stationnaires de Stokes pour analyser l'écoulement visqueux lent dans un tube dont la déformation est décrite par la théorie non linéaire des coques. Les résultats numériques concernant l'écoulement et la déformation de la paroi sont comparés aux résultats expérimentaux. Il a montré que quand le tube s'effondre, le point où la vitesse axiale est maximale se déplace de l'axe central de tube vers les deux branches latérales qui restent ouvertes quand les parois opposées entrent en contact. La partie supérieure du tube s'effondre d'une façon plus significative vers l'axe central au fur et à mesure que l'on se déplace vers l'aval, alors que sur les cotés, la paroi se gonfle vers l'extérieur (latéralement). La vitesse transversale renverse sa direction quand le tube rouvre.

Dans un papier ultérieur [23], le même auteur présente une procédure qui converge rapidement pour les équations 3 D de Stocks stationnaires couplées à l'équation de coque non linéaire qui décrit une grande déformation de la paroi du tube. Les résultats révèlent des caractéristiques spécifiques à la géométrie 3 D (l'écoulement se divise en deux lobes qui restent séparés).

K. Gueraoui *et al.* [24], ont déterminé la pression et le débit d'un écoulement pulsé d'un fluide inélastique à travers une conduite élastique. Ils ont montré l'importance de la nature des parois et du fluide lorsqu'on modélise un écoulement du sang dans les vaisseaux.

G. Pedrizzetti [25], a étudié numériquement l'écoulement instationnaire d'un fluide visqueux incompressible dans un tube circulaire avec l'insertion d'une membrane élastique. Il a montré que lorsqu'on impose soit la pression

soit le débit à l'entrée de l'insertion, l'interaction fluide-paroi se développe à travers des ondes qui se déplacent dans la membrane déformable et dont la période dépend de l'élasticité de cette dernière. Ces ondes sont instables pour une membrane parfaitement élastique, et sont stabilisées par la viscoélasticité.

H. Demiray [26], dans une série d'articles, a étudié les ondes faibles non linéaires dans un tube élastique précontraint (prestressed) rempli d'un fluide visqueux incompressible. Elle a mené ses études avec différentes méthodes de résolution : la technique des perturbation réductive, la méthode tangente hyperbolique et la méthode d'expression multiple modifiée. Elle a observé que l'amplitude et la vitesse de l'onde pour l'équation d'évolution perturbée diminuent avec le temps.

Chapitre II
Modélisation et résolution

II-1 Introduction :

Ce chapitre est structuré en deux parties :

Dans la première partie nous décrivons et nous formulons le modèle physique, nous donnons les hypothèses simplificatrices ainsi que les conditions aux limites et initiales appropriées.

Dans la deuxième partie, nous présentons la méthode numérique de résolution ainsi que sa mise en œuvre.

II-2 Présentation du Phénomène :

On s'intéresse à l'écoulement instationnaire d'un fluide visqueux dans la région d'entrée d'une conduite cylindrique, d'axe horizontal, dont la paroi déformable est une des inconnues du problème. La déformation est à symétrie axiale.

Notre but est de mettre en évidence les principaux paramètres qui caractérisent l'interaction entre le mouvement du fluide et celui de la paroi.

La configuration géométrique est représentée sur la figure (II-1) :

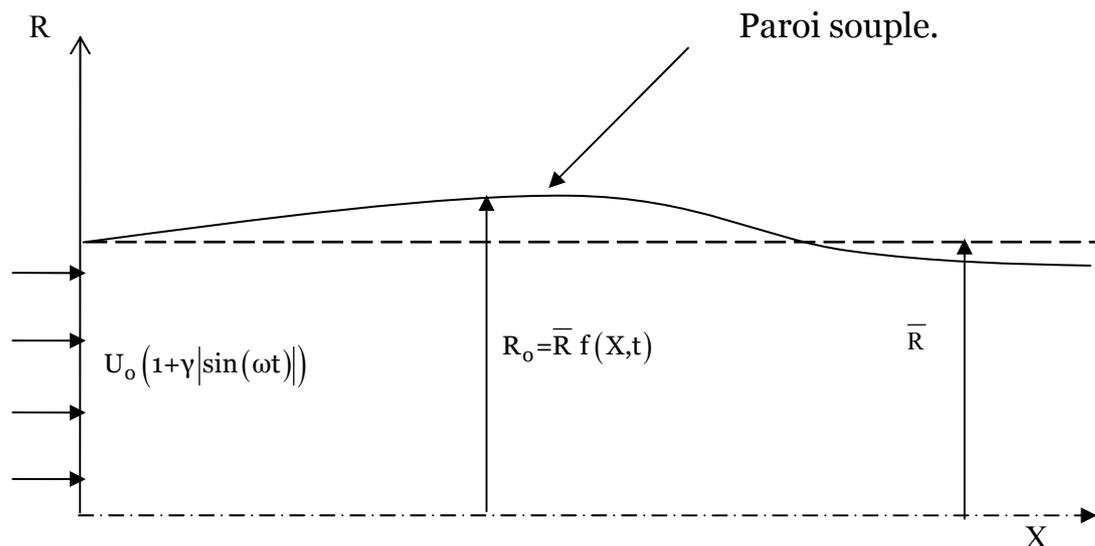


Figure II-1 Géométrie du problème

II-3 Les hypothèses :

Le traitement du problème physique nécessite l'utilisation du principe de conservation de masse et de la quantité de mouvement. Ces équations régissent le phénomène physique étudié.

Devant la difficulté liée à la nature des équations de conservation, des hypothèses simplificatrices ont été considérées.

En premier lieu nous admettrons les hypothèses générales suivantes :

- L'écoulement est supposé laminaire, bidimensionnel et à symétrie axiale.
- Le fluide considéré est supposé newtonien, incompressible et à propriétés physiques constantes.

II-4 Les équations de conservation :

Dans le cadre de ces hypothèses et en coordonnées cylindrique avec symétrie axiale, les équations projetées suivant les deux directions longitudinale et radiale s'écrivent alors :

❖ Conservation de la masse :

$$\text{❖ } \frac{\partial(RU)}{\partial X} + \frac{\partial(RV)}{\partial R} = 0 \quad (1)$$

❖ Conservation de la quantité de mouvement :

$$\frac{\partial U}{\partial t} + U \frac{\partial U}{\partial X} + V \frac{\partial U}{\partial R} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial X} + \nu \left[\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(R \frac{\partial U}{\partial R} \right) + \frac{\partial^2 U}{\partial X^2} \right] \quad (2)$$

$$\frac{\partial V}{\partial t} + U \frac{\partial V}{\partial X} + V \frac{\partial V}{\partial R} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial R} + \nu \left[\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(R \frac{\partial V}{\partial R} \right) - \frac{V}{R^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial X^2} \right] \quad (3)$$

A ces équations, nous ajoutons une quatrième, c'est l'équation de conservation

du débit axial :

$$2\pi \int_0^{R_0} U(X,R,t) R dR = q(t) \quad (4)$$

$q(t)$: est le débit de l'écoulement à l'entrée.

L'équation (4) n'est autre que la forme intégrale de l'équation (1). Elle a l'avantage de ne faire intervenir que la composante axiale du champ de vitesse.

Dans l'approximation d'une grande longueur d'onde de l'écoulement d'entrée comparées à \bar{R} , les équations de quantité de mouvement se réduisent à l'équation de la couche limite: au La diffusion axiale est plus importante que la diffusion transversale

$$\frac{\partial U}{\partial t} + U \frac{\partial U}{\partial X} + V \frac{\partial U}{\partial R} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial X} + \frac{\nu}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(R \frac{\partial U}{\partial R} \right) \quad (5-a)$$

$$\frac{\partial P}{\partial R} = 0 \quad (5-b)$$

Dans ces équations U et V représentent respectivement les composantes longitudinale et radiale du vecteur vitesse et p la pression de l'écoulement. Le rayon de la conduite est écrit sous la forme : $R_0(x,t) = \bar{R}f(x,t)$, où la fonction $f(x,t)$ est le facteur de forme, qui mesure la déformation locale et instantanée de la conduite et \bar{R} le rayon moyen de cette dernière.

A ces équations s'ajoutent alors les conditions aux limites et initiales appropriées.

II-5 Les conditions initiales et les conditions aux limites :

II-5-1 Conditions initiales :

À $t=0$:

$$U(X, R, 0) = U_0$$

$$V(X, R, 0) = 0$$

$$R_0(X, 0) = \bar{R}$$

II-5-2 Conditions aux limites dynamiques :

À $t > 0$. Les conditions aux limites sont :

- $R=0$ et $0 \leq X \leq L$: $\frac{\partial U}{\partial R} = 0$

- $R=R_0$ et $0 \leq X \leq L$: $U=0$, $V = \frac{\partial R_0}{\partial t}$

- $X=0$ et $0 \leq R \leq R_0$:
$$\begin{cases} U(0, R, t) = U_0(1 + \gamma |\sin(\omega t)|) \\ V(0, R, t) = 0 \end{cases}$$

II-6 Analyse dimensionnelle :

“L'adimensionnalisation” des équations a été effectuée en utilisant les grandeurs de référence suivantes:

- La vitesse moyenne U_0 .

- La période de l'écoulement d'entrée T_0 .

- La longueur d'onde : $\lambda = U_0 T_0$.

- Le rayon moyen de cylindre : \bar{R} .

- La pression dynamique : ρU_0^2

II-6-1- Les variables adimensionnelles :

Soient les variables adimensionnelles suivantes :

$$\tau = \frac{t}{T_0}, \quad x = \frac{X}{\lambda}, \quad \eta = \frac{R}{R} \frac{r}{f} = \frac{r}{f}, \quad u = \frac{U}{U_0}, \quad v = \frac{V}{V_0} \quad \text{avec : } V_0 = \frac{U_0 \bar{R}}{\lambda},$$

$$p = \frac{P - P_0}{\rho U_0^2}$$

où P_0 est la pression d'entrée.

On introduit les variables indépendantes (τ, x, η) . Les opérateurs de dérivations deviennent :

$$\frac{\partial}{\partial X} \rightarrow \frac{\partial}{\partial x} - \eta \frac{\partial f}{\partial x} \frac{1}{f} \frac{\partial}{\partial \eta}; \quad \frac{\partial}{\partial t} \rightarrow \frac{\partial}{\partial \tau} - \eta \frac{\partial f}{\partial \tau} \frac{1}{f} \frac{\partial}{\partial \eta}$$

$$\frac{\partial}{\partial R} \rightarrow \frac{1}{f} \frac{\partial}{\partial \eta}; \quad \frac{\partial^2}{\partial R^2} \rightarrow \frac{1}{f^2} \frac{\partial^2}{\partial \eta^2}$$

L'introduction de ces variables x, η permet de remplacer le problème du tube à paroi déformable par le problème de poiseuille à paroi rigide auquel s'ajoutent deux termes fortement non linéaires qui tiennent compte du mouvement de la paroi.

II-6-2- Les équations adimensionnelles :

Les équations de conservations se réduisent alors à :

- Conservation de la masse :

$$\frac{\partial(\eta u)}{\partial x} + \frac{\partial(\eta w)}{\partial \eta} = S(x, \eta, \tau) \quad (6)$$

Avec :

$$S(x, \eta, \tau) = \eta^2 \frac{\partial f}{\partial x} \frac{\partial u}{\partial \eta} + \eta(1-f) \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial f}{\partial \tau} \quad (7)$$

- Conservation de la quantité de mouvement :

$$\frac{\partial u}{\partial \tau} + u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial \eta} = -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{W_o^2} \frac{1}{\eta} \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\eta \frac{\partial u}{\partial \eta} \right) + G(x, \eta, \tau) \quad (8)$$

Avec :

$$G(x, \eta, \tau) = \frac{1-f^2}{f^2} \frac{1}{W_o^2} \frac{1}{\eta} \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\eta \frac{\partial u}{\partial \eta} \right) + \frac{f-1}{f} w \frac{\partial u}{\partial \eta} + \frac{\eta}{f} \frac{\partial u}{\partial \eta} \left(\frac{\partial f}{\partial \tau} + u \frac{\partial f}{\partial x} \right) - \frac{1}{f} \frac{\partial f}{\partial \tau} \frac{\partial u}{\partial \eta} \quad (9)$$

et : $w(x, \eta, \tau) = v(x, \eta, \tau) - \frac{\partial f}{\partial \tau}$

- Conservation du débit axial :

$$f_o^2 \int_0^1 u(o, \eta, \tau) \eta d\eta = f^2(x, \tau) \int_0^1 u(x, \eta, \tau) \eta d\eta \quad f(x, \tau) = f_o \sqrt{\frac{\int_0^1 u(o, \eta, \tau) \eta d\eta}{\int_0^1 u(x, \eta, \tau) \eta d\eta}} \quad (10)$$

II-6-3 Les conditions initiales et aux limites adimensionnelles :

a) Conditions initiales :

$$u(x, \eta, 0) = 1$$

$$w(x,\eta,0)=0$$

$$\eta=1$$

b) Conditions aux limites :

- à $\eta=1$: $u(x,1,\tau)=w(x,1,\tau)=0$
- à $\eta=0$: $\left. \frac{\partial u}{\partial \eta} \right|_{\eta=0} = 0$
- à $x=0$: $\begin{cases} p(0,\tau)=0 \\ u(0,\eta,\tau)=1+\gamma(|\sin\tau|) \end{cases}$

II-7 La loi à la paroi :

L'une des inconnues du problème est la forme de la paroi soumise à l'action de la pression transmurale. Cette interaction fluide paroi est prise en compte à travers une relation qui relie le rayon de tube à la pression de l'écoulement à travers les propriétés de la paroi. Cette relation est connue sur le nom de " *la loi du tube*".

Plusieurs lois ont été proposées pour l'étude de ces configurations. R. Comolet [27] a cité les lois données par Olsen, Taylor et al. , Nicholson.

I. Kececioglu *et al.* [28] ont obtenu une expression pour la loi du tube locale par l'observation expérimentale pour un tube susceptible de s'effondrer. Ils ont modifié cette loi théoriquement dans un article associé [29].

Une expression plus générale est donnée par Timoshenko (théorie linéaire des coques) [30]. C'est une équation d'état. On néglige la tension et la courbure longitudinale. Elle est de la forme :

$$\rho_p a \frac{\partial^2 (R_o - \bar{R})}{\partial t^2} + D \frac{\partial^4 (R_o - \bar{R})}{\partial X^4} + \frac{Ea}{\bar{R}^2} (R_o - \bar{R}) = P_m \quad (11)$$

ρ_p : La masse volumique de la paroi.

a : épaisseur de la paroi.

$D = \frac{Ea^3}{12(1-\delta^2)}$: La rigidité de la paroi avec :

E : module de Young.

δ : Coefficient de Poisson.

Dans cette équation le terme de deuxième degré en x est négligé. Ce terme traduit les tensions longitudinales et donc la force de rappel. Ce terme est responsable de la propagation d'onde.

Dans l'approximation d'une grande longueur d'onde, le terme $\frac{\partial^4 (\bar{R}_o - \bar{R})}{\partial X^4}$ est de l'ordre de $\left(\frac{\bar{R}}{\lambda}\right)^4 \ll 1$, et peut être négligé.

Tenant compte de cette approximation, la loi à la paroi, dans sa forme adimensionnelle, s'écrit :

$$A \frac{\partial^2 f}{\partial \tau^2} + \beta(f-1) = P_m = \frac{P_m}{\rho U_o^2} \quad (12)$$

Où β c'est un nouveau nombre adimensionnel, qui définit le rapport entre la rigidité de la paroi et la pression dynamique. Il s'écrit comme suit :

$$\beta = \left(\frac{E a}{\bar{R} \rho U_o^2} \right)$$

Le coefficient du terme d'inertie est donné par l'expression :

$$A = \left(\frac{a}{\bar{R}} \right) \left(\frac{\bar{R}}{\lambda} \right)^2 \left(\frac{\rho_p}{\rho} \right) \ll 1$$

Ce coefficient est faible devant l'unité, ce qui permet de le négliger.

L'équation (12) devient : $\beta(f-1) = p_m$ (13-a)

p_m : est la pression transmurale : $p_m = (P_{int} - P_{ext})$.

On peut écrire : $p_m = \frac{P-P_{ext}}{\rho U_0^2} = \frac{P-P_0}{\rho U_0^2} + \frac{P_0-P_{ext}}{\rho U_0^2} = p + \delta p$ (13-b)

où P_0 : est la pression d'entrée et P_{ext} , la pression externe.

À l'entrée de la conduite la pression est P_0 , le facteur de forme $f(x,\tau)=f_0$. En portant ces valeurs d'entrée dans l'équation (13-a), on aboutit à :

$$\beta(f_0 - 1) = \delta p \quad (13-c)$$

On remplace (13-b) et (13-c) dans (13a) pour obtenir la relation finale de la loi à la paroi :

$$\beta(f - f_0) = p \quad (14)$$

Cette expression est valable quand la rigidité contre le changement de la section réside seulement en tension circonférentielle.

Cette relation finale est souvent utilisée pour modéliser le comportement mécanique des parois déformables. M. Mafkhar *et al.* [19], A. G. Hoekstra *et al.* [31], ont supposé la même loi du tube dans leurs études, mais ils n'ont pas donné de définition pour le nombre adimensionnel β .

F. Nobile [32], a obtenu la même relation à partir de l'équation d'élasticité linéaire pour un tube cylindrique à petite épaisseur et a défini le nombre

adimensionnel β . comme étant le rapport : $\frac{E \frac{a}{R_0}}{\rho U_0^2} \frac{1}{(1 - \delta^2)}$, mais il n'a pas traité

l'influence de ce nombre sur le phénomène.

On remarque que cette loi est un développement au premier ordre de la

série de Taylor de la fonction $f=f(p)$ au voisinage de $p=0$ avec : $\left. \frac{\partial f}{\partial p} \right|_{p=0} = \frac{1}{\beta}$

Elle doit être utilisée pour des valeurs relativement faibles de la pression transmurale et de la déformation.

Le modèle présenté est une relation linéaire entre le rayon de la conduite et la pression de l'écoulement. Il ne tient pas compte des tensions longitudinales, qui sont responsables de la propagation d'onde. Il ne traite pas aussi, le cas d'une déformation non à symétrie axiale. Mais il permet de comprendre le phénomène d'interaction fluide-structure.

On note que pour étudier l'écoulement de Poiseuille il suffit de faire : $f_0=0$, $\beta=1$, $S=0$, $G=0$. Le facteur de forme $f(x, t)$ représente alors la chute de pression dans le fluide le long de l'axe.

Après avoir donné la loi à la paroi, on remplace le terme de pression $p(x,\tau)$ de l'équation de conservation de l'impulsion (8) par sa relation avec le facteur de forme $f(x,\tau)$. On obtient finalement un système d'équations à trois inconnus $u(x,\eta,\tau)$, $v(x,\eta,\tau)$ et $f(x,\tau)$:

$$\frac{\partial(\eta u)}{\partial x} + \frac{\partial(\eta w)}{\partial \eta} = S(x, \eta, \tau) \quad (15-a)$$

$$\frac{\partial u}{\partial \tau} + u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial \eta} = -\beta \frac{\partial f}{\partial x} + \frac{1}{W_0^2} \frac{1}{\eta} \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\eta \frac{\partial u}{\partial \eta} \right) + G(x, \eta, \tau) \quad (15-b)$$

$$f(x, \tau) = f_0 \frac{\sqrt{\int_0^1 u(0, \eta, \tau) \eta d\eta}}{\sqrt{\int_0^1 u(x, \eta, \tau) \eta d\eta}} \quad (15-c)$$

Dans les équations précédentes apparaissent des nombres adimensionnels qui gouvernent l'écoulement du fluide.

Ces nombres sont :

-le nombre de Womersley : $W_o = \frac{\bar{R}}{\sqrt{\nu T}}$ C'est le rapport entre le rayon moyen de la conduite à l'épaisseur de la couche limite instationnaire. C'est aussi la fréquence adimensionnelle.

Il décrit l'importance des effets visqueux dans le fluide. Si W_o est grand, le profil des vitesses est assez plat. Plus W_o est petit, plus on se rapproche d'un écoulement instationnaire de Hagen Poiseuille.

-le coefficient d'élasticité : $\beta = \left(\frac{E \frac{a}{R}}{\rho U_o^2} \right)$

Il définit le rapport entre la rigidité de la paroi et la pression dynamique.

II-8 Méthode de résolution :

L'analyse de tout phénomène physique, tel que l'écoulement d'un fluide ou le transfert de chaleur, a pour but de déterminer les valeurs des différentes variables qui le caractérisent, en fonction des paramètres établis. Cette analyse peut être effectuée par trois méthodes qui sont :

- La méthode expérimentale.
- La méthode analytique.
- La méthode numérique.

Cette dernière présente plusieurs avantages, entre autres, sa rapidité de prédiction, son coût non élevé, ses informations complètes et détaillées ainsi que sa capacité à simuler des conditions réelles.

La résolution consiste en la discrétisation en modèles élémentaires faciles à manipuler.

Toutefois, la vérification expérimentale est nécessaire pour valider les informations obtenues par la méthode numérique ou analytique.

Dans ce travail, une résolution numérique est utilisée pour résoudre les équations du problème, la méthode est celle des différences finies, largement utilisée en mécanique des fluides.

La méthode est totalement implicite, c'est-à-dire que toutes les variables pour un temps fixe et pour un plan x , sont liées entre elles et ne peuvent être obtenues que par la résolution d'un système d'équations algébriques linéaires.

On remplace le domaine de variation des variables (x, η, τ) par un ensemble de valeurs discrétisées aux points appelés : 'nœuds'. Ces dernières correspondent aux nœuds d'un maillage convenable qui assure la convergence de la méthode.

Selon la valeur du coefficient β , deux schémas numériques différents sont utilisés pour résoudre les équations gouvernantes.

II-8-1 Premier schéma : $\beta \leq 1$

Comme le montre la figure (II-2-a), le maillage choisi dans cette première partie est rectangulaire, de cotes $(\Delta x, \Delta \eta)$ variables, il est serré là où les gradients sont supposés très importants, au voisinage de la paroi où se développe la couche limite (le mouvement du fluide est engendré par le mouvement de la paroi), ainsi qu'à l'entrée de la conduite.

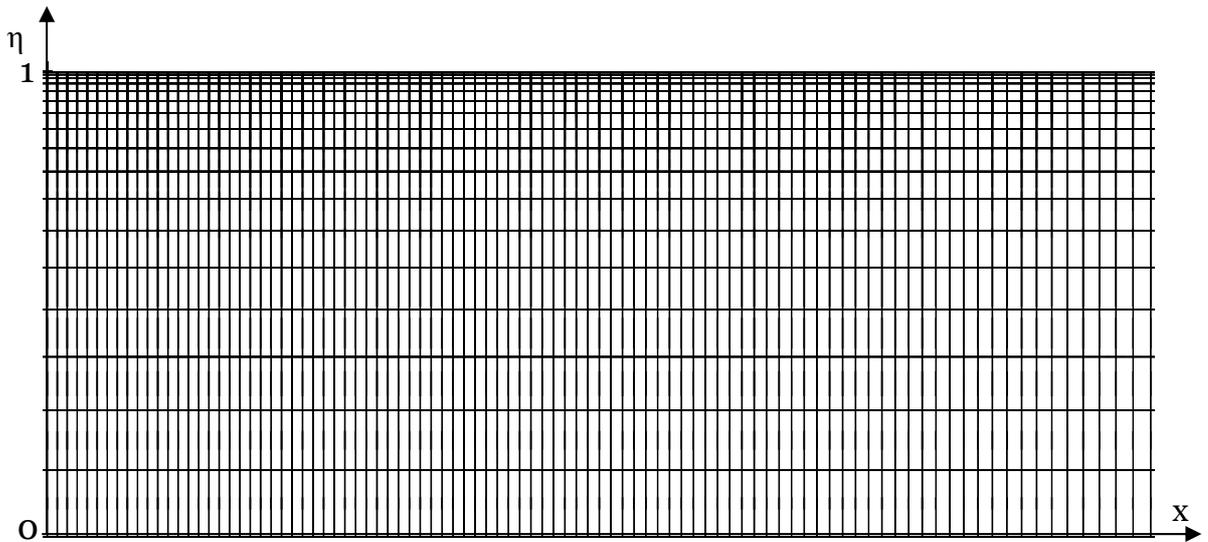


Figure II-2-a Le maillage

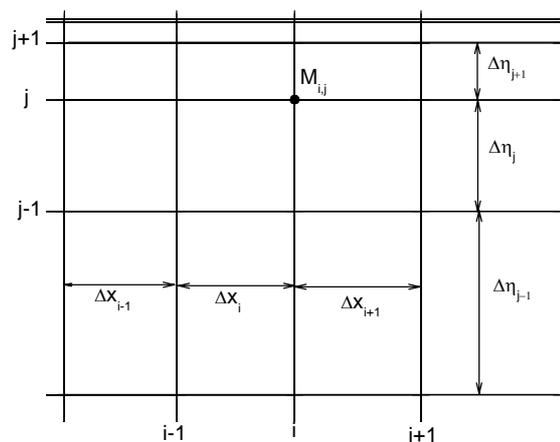


Figure II-2-b

Tout point $M_{i,j}$ du domaine discrétisé est repéré par ses coordonnées :

$$\eta_j = 1 - \left(\frac{j_{ma} - j + 1}{j_{ma}} \right)^r \quad \text{et} \quad x_i = x_m \left(1 - \left(\frac{i_{ma} - i + 1}{i_{ma}} \right)^{r_p} \right)$$

avec : $j = 1, \dots, j_{ma} + 1$.

$i = 1, \dots, i_{ma} + 1$

Où : r et r_p sont les coefficients du maillage, j et i sont les indices correspondant à η et x respectivement.

J_{ma} est le nombre total des points dans la direction radiale et i_{ma} est le nombre total des points dans la direction longitudinale. x_{ma} est la longueur de la conduite à étudier.

Ainsi, les points dont $j=1$ et $j=j_{ma}+1$ sont respectivement l'axe de la conduite et la paroi supérieure, et les points dont $i=1$ et $i=i_{ma}+1$ correspondent à l'entrée de la conduite et à un point en aval où les calculs sont arrêtés.

Les opérateurs de dérivation sont approchés par des opérateurs de différences finies. Une différence centrée est utilisée pour l'approximation pour toutes les dérivées, tenant compte du pas variable particulièrement dans la direction radiale ($\Delta\eta_{i-1} \neq \Delta\eta_i \neq \Delta\eta_{i+1}$) figure II-2-b. Au voisinage des frontières ($\eta=0$ et $\eta=1$), et afin de respecter l'ordre de précision, une différence décentrée amont et aval à trois ou à quatre points est utilisée.

Pour la dérivée par rapport à la variable x , une discrétisation régressive d'ordre un est employée, vu la nature parabolique des équations. La linéarisation est faite dans le temps.

La discrétisation des équations mène à un système d'équations algébrique linéaire résolu à l'aide de la méthode de Gauss avec pivotation partielle.

Dans le premier cas ($\beta \leq 1$), la force dominante est la force induite G . On fixe la valeur du facteur de forme f , les équations (15-a) et (15-b) se réduisent à deux inconnues $u(x,\eta,\tau)$ et $v(x,\eta,\tau)$. Après avoir calculé $u(x,\eta,\tau)$ et $v(x,\eta,\tau)$, $f(x,\tau)$ est corrigé à partir de l'équation (15-c). Un test entre la valeur choisie de $f(x,\tau)$

et la valeur calculée est effectuée $\left| \frac{f^{n+1} - f^n}{f^n} \right| \leq \xi$. La procédure itérative continue jusqu'à la convergence.

II-8-2 Deuxième schéma : $\beta > 1$

Dans ce deuxième schéma, la force dominante est la force de pression. Les termes non linéaires sont de moindre importance. Pour ce cas le schéma utilisé est le suivant :

- Estimer la valeur de la vitesse radiale $v(x, \eta, \tau)$.
- A partir des équations (15-b) et (15-c), on calcule la vitesse longitudinale $U(x, \eta, \tau)$ et le facteur de forme $f(x, \tau)$.
- Une nouvelle valeur de $v(x, \eta, \tau)$ sera tirée de l'équation (15-a) et comparée à celle estimée au début.

La procédure itérative se poursuivra jusqu'à la convergence.

II-9. Conclusion:

Nous avons d'abord présenté la modélisation du problème qui est le nôtre, à savoir les équations gouvernant l'écoulement instationnaire d'un fluide Newtonien incompressible dans une conduite à paroi déformable.

Le problème est réduit à celui de l'écoulement de Poiseuille classique avec deux termes supplémentaires qui traduisent le mouvement ou la déformation de la paroi: un terme source 'S' dans l'équation de continuité et un terme de force 'G' dans l'équation de conservation de quantité de mouvement.

L'interaction fluide-structure est prise en compte à travers une relation entre les propriétés de la paroi et la pression de l'écoulement. Cette équation est déduite de celle plus générale de Timoshenko [31] et se simplifie moyennant l'hypothèse de grande longueur d'onde.

Dans la deuxième partie, on a présenté la méthode numérique utilisée pour résoudre le système d'équations obtenu.

Les résultats obtenus seront exposés dans le troisième chapitre, ainsi que les commentaires qui s'y rapportent.

Chapitre III
Résultats et discussion

*RESULTATS ET DISCUSSIONS***III-1 Introduction :**

Dans ce chapitre, nous exposons les différents résultats obtenus ainsi que les commentaires qui s'y rapportent.

Pour notre étude, l'analyse a porté sur le comportement de la paroi (la déformation), le gradient de pression, le profil instantané de la force induite G dans une section, la moyenne aux différentes section de la force induite G , le terme source S et le profil de la vitesse longitudinale. L'étude est faite pour différentes valeurs de nombre Womersley, du coefficient d'élasticité β et du coefficient de la composante instationnaire γ . On s'intéresse aux écoulements dont le nombre de Womersley varie de : 25 à 500, et a des instants allant jusqu'à l'établissement du régime permanent, qui se situe dans notre cas, à partir de la dixième périodes ($\tau=10$), pour la condition d'entrée instationnaire.

Nous avons testé la validité de notre modèle numérique en comparant nos résultats à ceux trouvés dans la littérature dans le cas d'un écoulement de Poiseuille, et dans le cas d'un écoulement alterné dans un tube à paroi rigide.

III-2 Validation du schéma numérique :

Afin de tester notre modèle, nous avons effectué des calculs pour le cas de l'écoulement de poiseuille stationnaire et instationnaire à paroi rigide.

Dans le cas de l'écoulement stationnaire la comparaison a porté sur le profil de vitesse axiale et sur le champ de pression, dans la région de développement d'un tube rigide ($\beta=1$, $f_o=0$, $S(x,\eta,\tau)=G(x,\eta,\tau)=0$).

Dans le deuxième cas, où l'écoulement est instationnaire, la comparaison est faite sur le profil de la vitesse longitudinale instationnaire.

Les résultats obtenus sont comparés avec ceux trouvés dans la littérature.

➤ **Comparaisons :**

III-2-1- le cas stationnaire :

Sur les figures (III-1 et III-2), on compare les résultats numériques que nous avons obtenus avec ceux de Hornbeck [2].

Ces figures représentent la distribution de la vitesse axiale et le champ de pression le long de l'axe du système.

Cette comparaison fait apparaître une excellente concordance entre les résultats de Hornbeck [2] et ceux que nous avons obtenus par notre modèle.

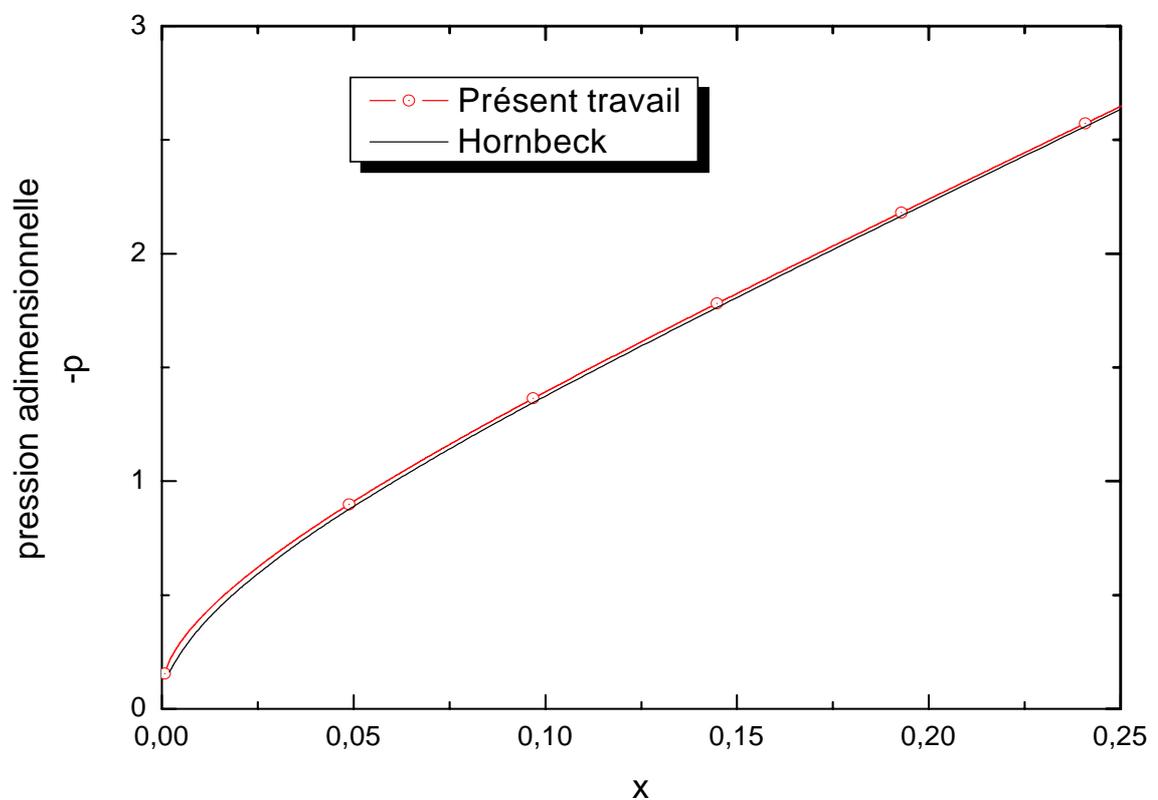


Figure III-1

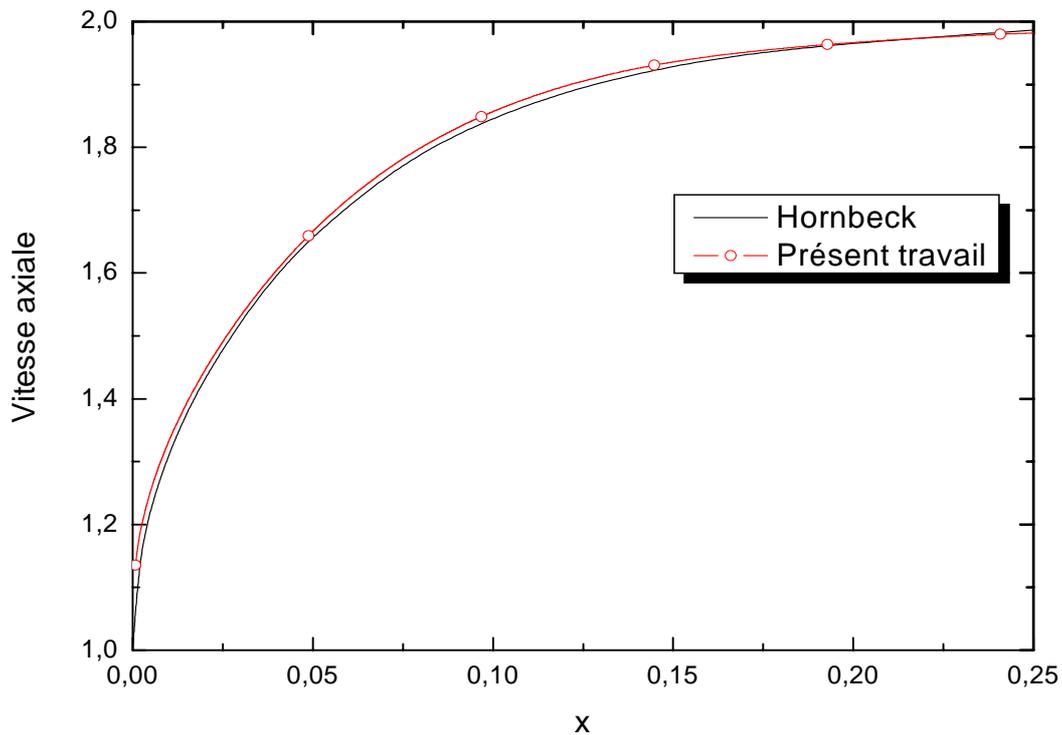


Figure III-2

III-2-2- le cas instationnaire :

Il est établi que les écoulements tubulaires alternatifs présentent des profils de vitesse particuliers en ce sens qu'à certains instants précis, les extremums se situent au voisinage de la paroi et non sur l'axe à l'instar des écoulements stationnaires. La raison est que la vitesse étant plus faible dans cette zone, elle est plus sensible aux changements temporels de débit qu'au voisinage de l'axe. T. S. Zhao [33], et H. B Atabek et C. C. Chang [5] entre autres, ont étudié de tels écoulements. Nous présentons dans les figures (III-4) et (III-5) les profils de vitesse qu'ils ont obtenus en balayant une période de temps dans la zone développée.

Nous voulons à notre tour retrouver ces résultats à l'aide de notre modèle afin de tester sa validité,

Notre schéma numérique est progressif dans le sens des x positifs, c'est à dire que les propriétés de l'écoulement à la côte x déterminent celles de la côte suivante $x+dx$. (Marching in x technique), cela est dû à la forme parabolique des équations. Dans un écoulement alternatif, il y a une phase de débit négatif au cours de laquelle l'écoulement s'inverse. L'information dynamique est alors convectée par le fluide dans le sens des x négatifs. Cette incompatibilité entre le schéma numérique et la réalité physique mène à des instabilités sévères. Au cours de tests que nous avons menés, nous avons constaté en effet que dès que le débit d'entrée devenait négatif ou que l'écoulement s'inversait à la paroi, notre schéma divergeait. Afin de contourner cette difficulté, nous avons utilisé la méthode de superposition que nous décrivons ci-dessous :

- a) Etudier les profils de vitesse pour une vitesse d'entrée du type pulsé ; $u(\eta, \tau) = 1 + \gamma \sin(\omega\tau)$ avec $\gamma < 1$ pour éviter toute vitesse négative. Soient U_1 ces profils
- b) Etudier les profils de vitesse pour une vitesse d'entrée stationnaire égale à 1. Soient U_2 ces profils
- c) $U = U_1 - U_2$ donnerait les profils qui résulteraient d'une vitesse d'entrée purement sinusoïdal du type $u(\eta, \tau) = \gamma \sin(\omega\tau)$; soit un écoulement alternatif. Mais cette méthode aussi élégante soit-elle, n'est applicable que pour des équations linéaires, ce qui n'est pas le cas des équations de Navier-Stokes qui nous concernent.

La non linéarité des équations de Navier-Stokes réside dans le terme d'inertie. $u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial \eta}$. Loin en aval mais toujours dans la région de développement, ce terme devient négligeable pour s'annuler complètement dans la région développée. Nous pouvons donc espérer de cette méthode qu'elle donne de bons résultats pour les faibles nombres de Womersley et assez loin de l'entrée. Nous avons mené des calculs pour $\gamma = 0.5, W_0^2 = 10$ et $x=30$ Nous rapportons dans la figure (III-3) les résultats obtenus.

Ces résultats sont en parfaite concordance avec ceux de [33] et de [5] et nous confortent dans notre modèle

Certes, les valeurs numériques ne sont pas les mêmes, mais cela est dû, d'une part au fait que les profils obtenus par [33] et par [5] l'on été dans la zone développée où l'écoulement est parfaitement établi, tandis que nous travaillons dans la zone d'entrée de développement ; et d'autre part à la valeur de l'amplitude γ de la composante sinusoïdale qui est différente.

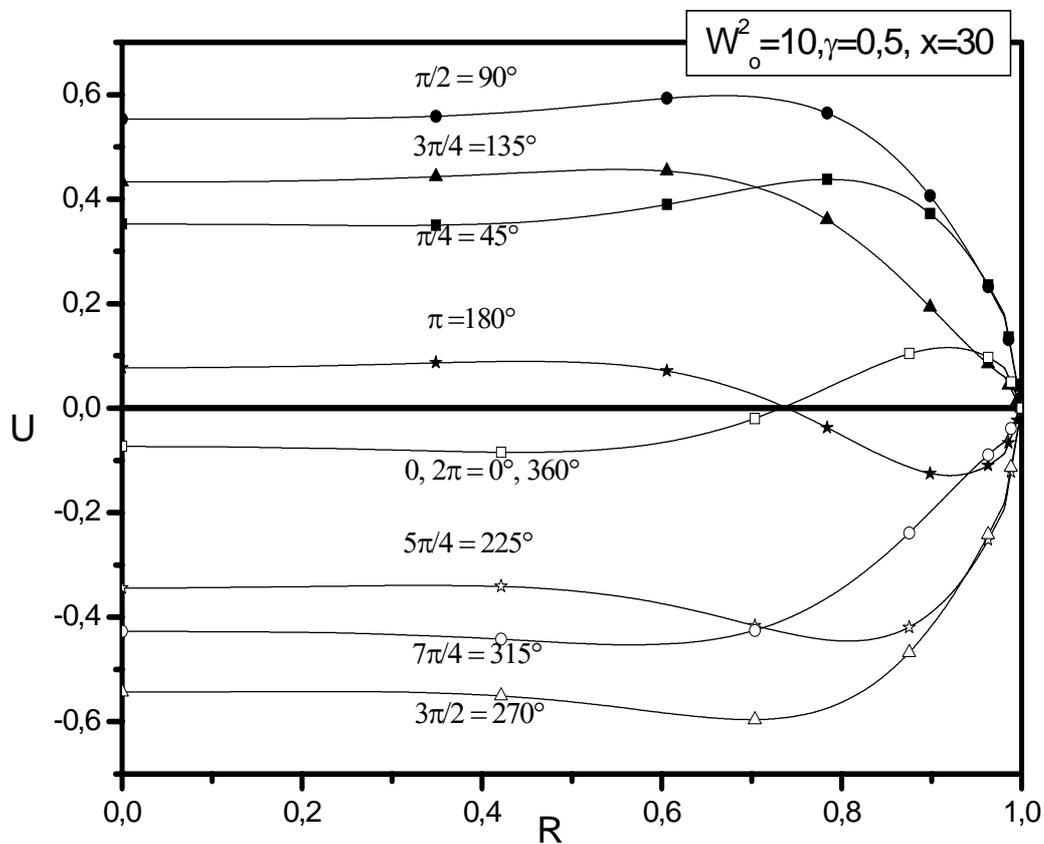


Figure III-3 profil de la vitesse longitudinale instationnaire à $x=30, \gamma=0.5, W_o^2 = 10$.

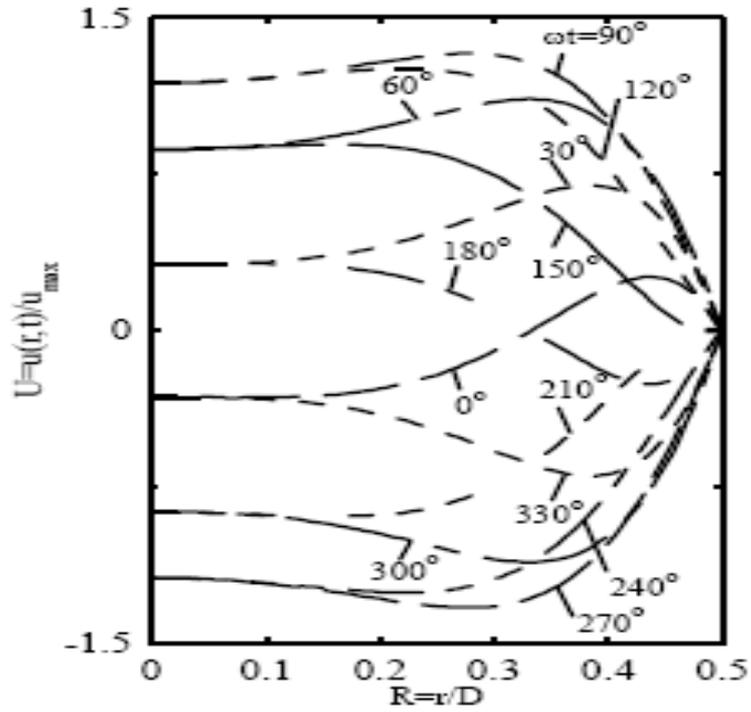


Figure III-4 profil de la vitesse longitudinal instationnaire donné par T. Zhao *et al.*

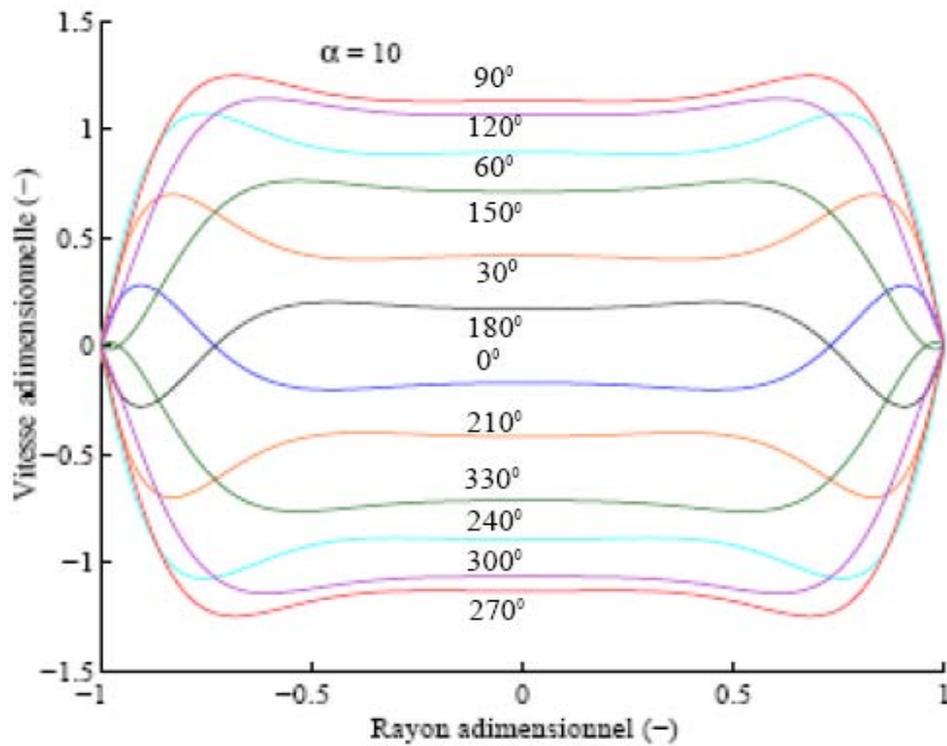


Figure III-5 profil de la vitesse longitudinal instationnaire donné par H. B. Atabek *et al.*

III-3 Résultats de la présente étude :

Le long de l'axe, les calculs sont menés jusqu'à une valeur de la côte x qui dépend des valeurs du paramètre W_0^2 et/ou β . La raison est que, comme nous l'avons déjà spécifié, la loi à la paroi ne comporte pas de force de rappel. Ceci a pour conséquence qu'une fois la déformation initiée, elle s'amplifie en aval et risque de dépasser les limites fixées par la forme linéaire de la loi à la paroi (faible déformation, faible pression différentielle). D'autre part, si la section devient très grande, un renversement de l'écoulement est observé et le schéma numérique diverge.

III-3-1. Phase transitoire/permanente :

Notre étude porte sur les phénomènes stationnaires dans la phase permanente et dans la région d'entrée de la conduite.

Dans la figure (III-6), on représente l'évolution du facteur de forme dans le temps et pour différentes combinaisons des paramètres. Pour $\gamma=0$, le système entre dans la phase permanente à partir de la cinquième période. Dans le cas où $\gamma \neq 0$, le système entre dans la phase permanente à partir de la dixième période. Les résultats que nous présenterons porteront sur des grandeurs instantanées obtenues à la trentième (30) période de temps sauf mention contraire.

Notre étude dynamique porte sur le comportement de la paroi, qui est traduit par le facteur de forme $f(x,\tau)$, et sur l'influence des différents paramètres sur l'écoulement ainsi que sur l'étude de la force induite G et la source S .

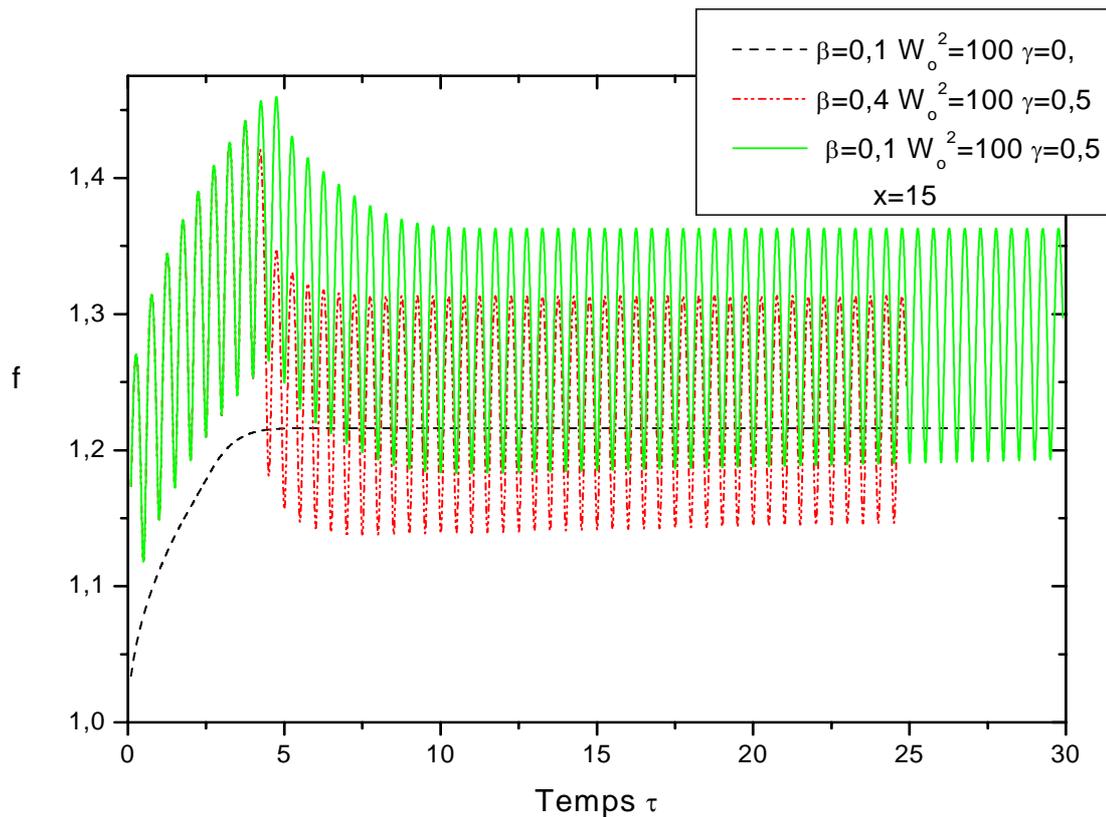


Figure (III-6) facteur de forme en fonction du temps pour l'écoulement stationnaire et instationnaire

-Résultats et Commentaires :

III-3-2.Première partie : $\beta < 1$

Le tube présente un col instantané à l'entrée suivi d'un gonflement avec oscillations amorties.

a) L'influence du nombre de Womersley :

1) facteur de forme :

La figure (III-7) représente la déformation de la paroi le long de l'axe pour différentes valeurs du nombre de Womersley. On remarque que le facteur de forme est une fonction décroissante du nombre de Womersley.

Dans la figure (III-8), on représente le profil instantané de la force induite $G(x,\eta,\tau)$ à $x=1,5$ pour les différentes valeurs du nombre de Womersley. On remarque que la force induite G est une force décélératrice, qui est d'autant plus importante que le nombre de Womersley est faible. Ainsi pour les faibles valeurs de Womersley, le fluide est plus ralenti et la section plus grande afin de satisfaire à la conservation de débit.

On note aussi que, relativement, pour les faibles valeurs du nombre de Womersley ($W_o^2 \leq 100$), la force induite G est décélératrice figure (III-8), la section de tube augmente. Pour les grands valeurs de nombre de Womersley ($W_o^2 \geq 500$), la force induite est accélératrice est le tube se contracte ($f < 1$).

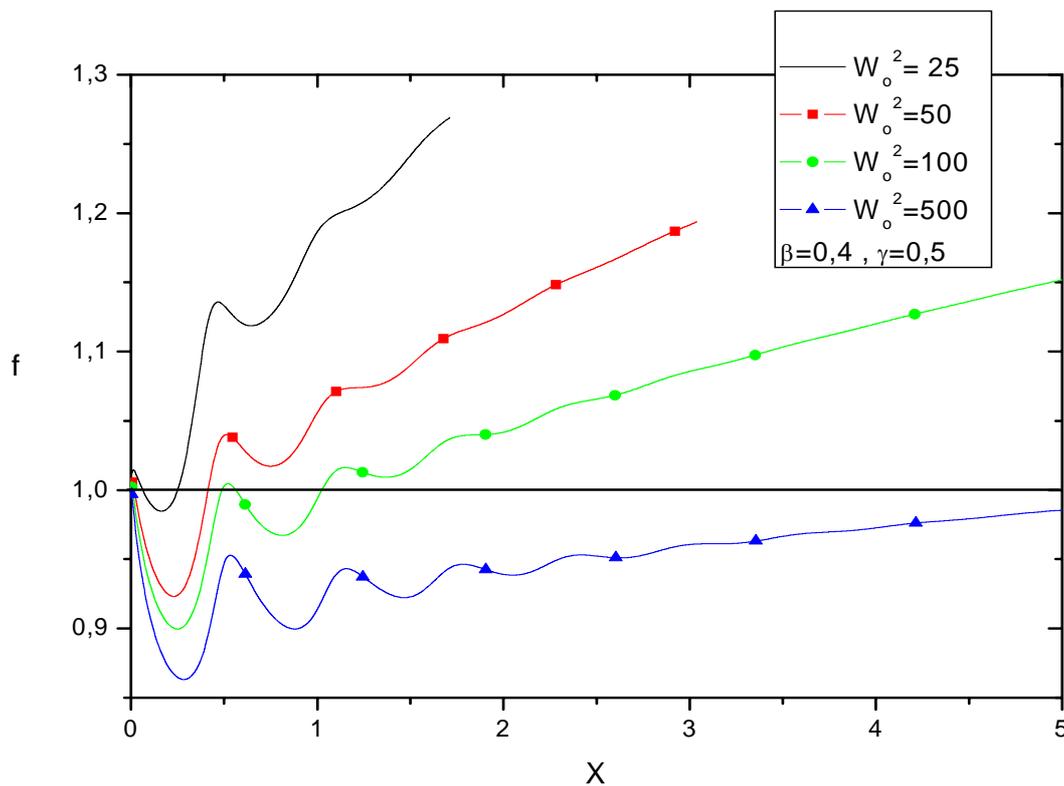


Figure (III-7) facteur de forme pour différentes valeurs W_o^2 .

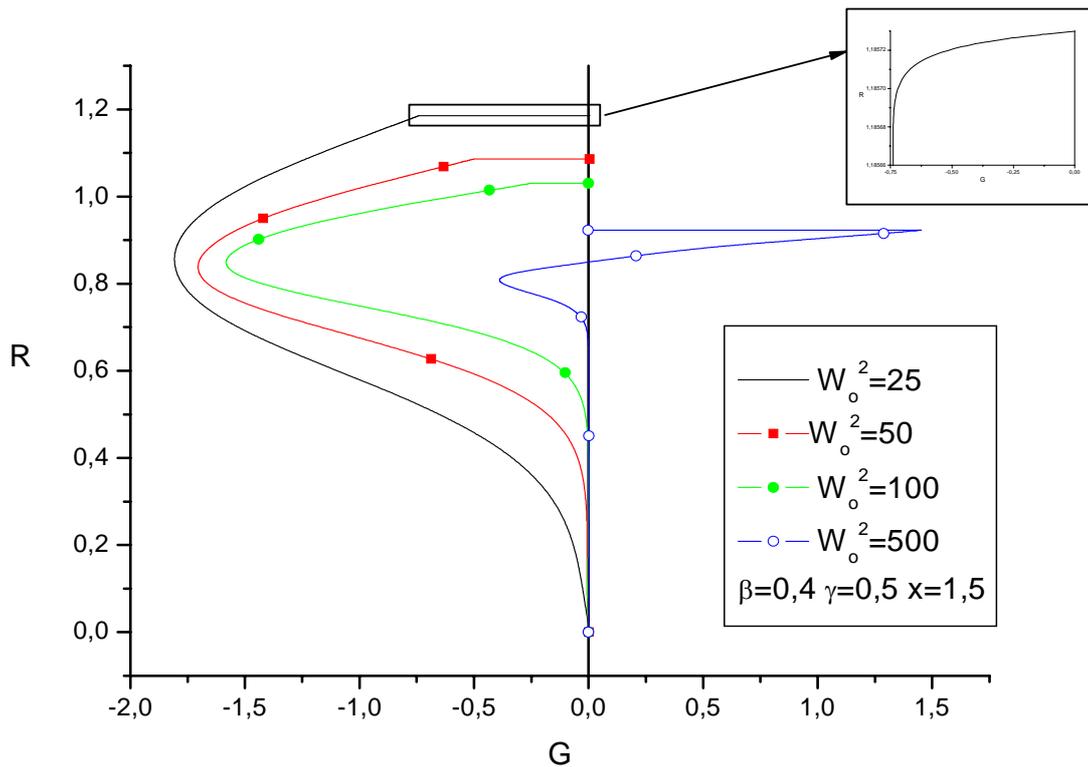


Figure (III-8) profil de la force induite G pour différentes valeurs W_0^2

2) Gradient de la pression et la force induite moyenne

G_m :

La figure (III-9-a) montre l'évolution du gradient de la pression le long de l'axe pour différentes valeurs de Womersley. La chute de pression est calculée par rapport à la pression d'entrée de la conduite. La figure (III-9-b) montre l'évolution de la force induite moyenne G_m sur chaque section.

On remarque la présence d'un fort gradient de pression négatif et une force induite accélératrice à l'entrée, ce qui explique la présence du col. En aval, le gradient de pression s'annule et seule la force induite G subsiste figure (III-9-b).

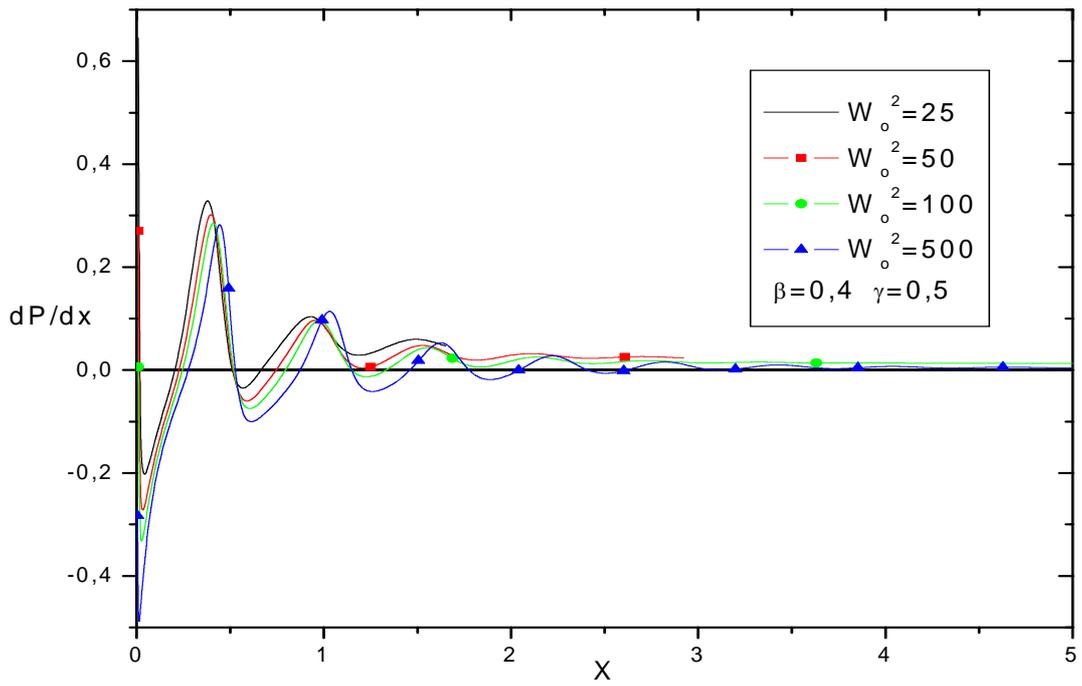


Figure (III-9-a) Gradient de pression pour différentes valeurs de Womersley le long de la conduite.

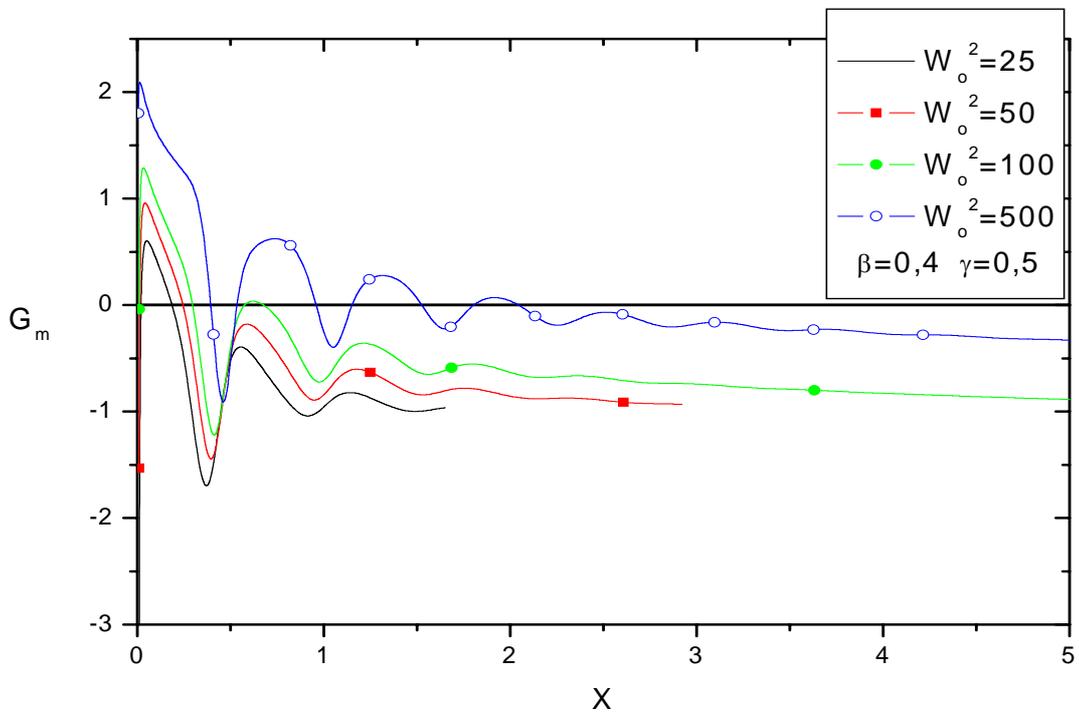


Figure (III-9-b) la force induite moyenne G sur la section correspondante pour différente valeur de nombre de Womersley

3) La valeur moyenne du terme source S :

La figure (III-10-a) représente l'évolution de la valeur moyenne du terme source S le long de la conduite pour différente valeur de Womersley. La moyenne étant faite sur la section correspondante.

L'évolution de la valeur moyenne du terme source S est de même allure que celle du facteur de forme $f(x,\tau)$ figure (III-10-b). Le fluide est incompressible et la variation du rayon de la conduite est définie aussi par celle du terme source $S(x,\tau)$. Une diminution (augmentation) de la section correspond à une diminution (augmentation) de terme source.

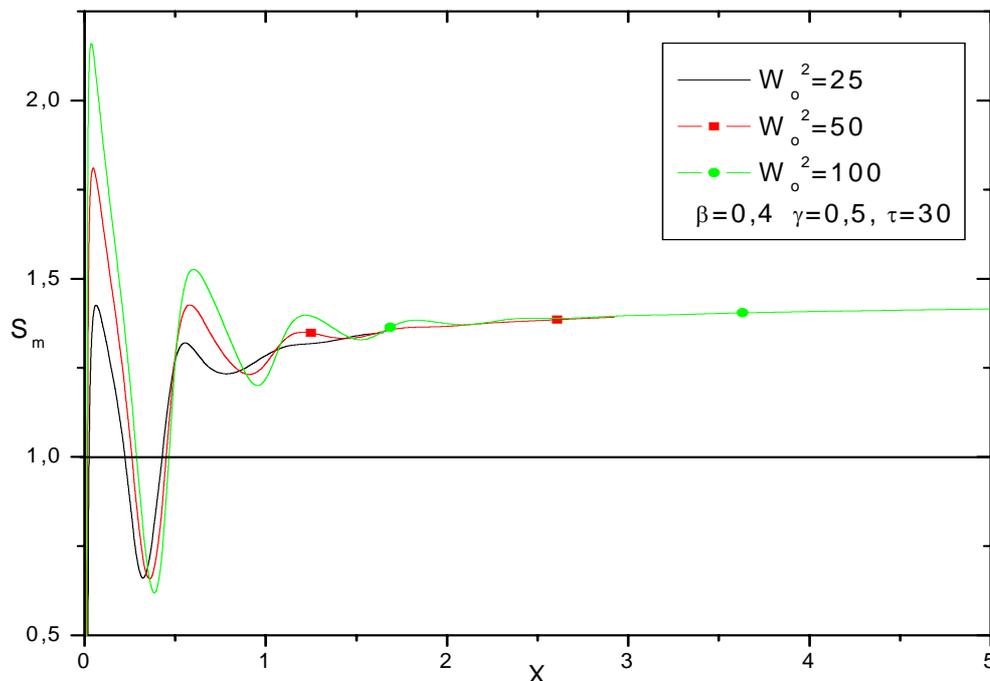


Figure (III-10-a) l'évolution de la valeur moyenne du terme source S le long de la conduite pour différente valeur de Womersley

Pour la figure (III-10-a) : à $x=0,008$, $S=-3.25$ pour $W_o^2=25$, $S=-1.37$ pour $W_o^2=50$ et $S=0.032$ pour: $W_o^2=100$ cette valeur n'apparaît pas dans le graphe pour des raison d'échelle.

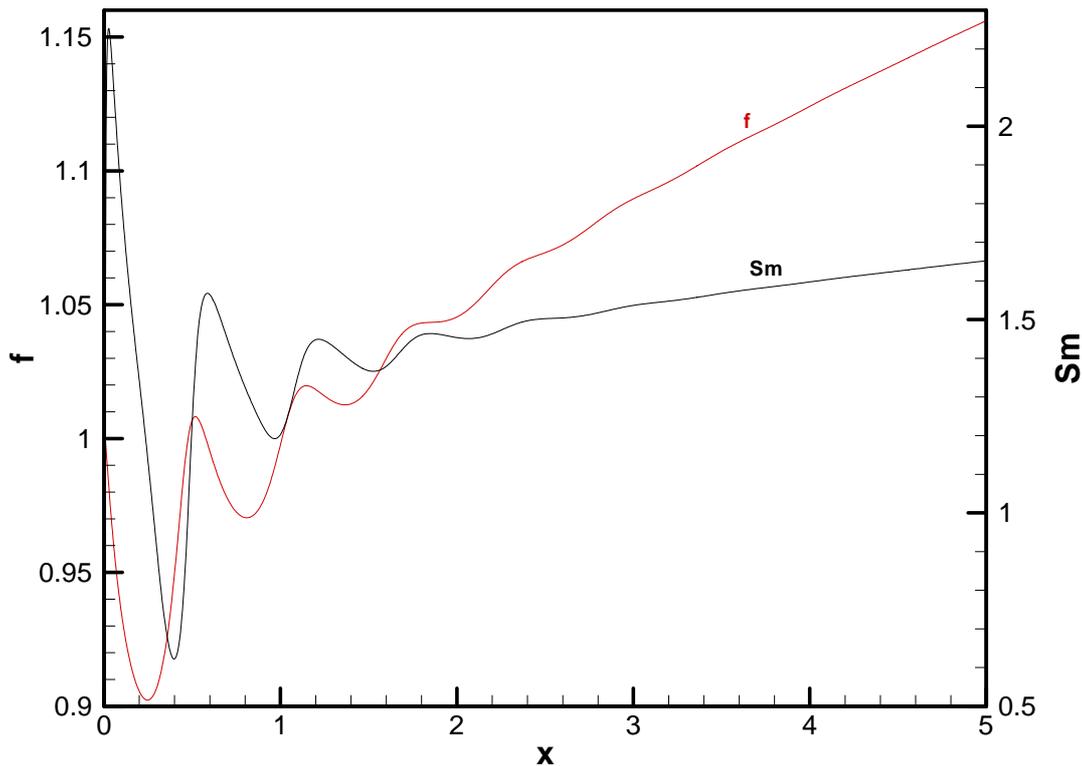


Figure (III-10-b) comparaison entre le facteur de forme f et S_m pour $W_0^2 = 100$,
 $\beta = 0.4$ $\gamma = 0.5$

b) L'influence du coefficient d'élasticité β :

1) le facteur de forme f :

L'influence du coefficient d'élasticité β sur le comportement de la paroi est illustrée dans la figure (III-11).

L'influence de β sur le facteur de forme $f(x,\tau)$ se fait ressentir surtout en aval de l'entrée. On remarque que le facteur de forme $f(x,\tau)$ augmente en fonction de coefficient d'élasticité β , c'est à dire que la conduite subit un gonflement d'autant plus grand que β est plus élevé.

On représente dans la figure (III-12) le profil instantané de la force induite G à $x=5$ pour différentes valeurs de β . On remarque que la force induite G est une force décélétratrice, négative sur toute la section, et dont la valeur absolue croît

avec β au niveau de la paroi. Ce qui signifie un gonflement plus important de la conduite pour les valeurs de β les plus grandes.

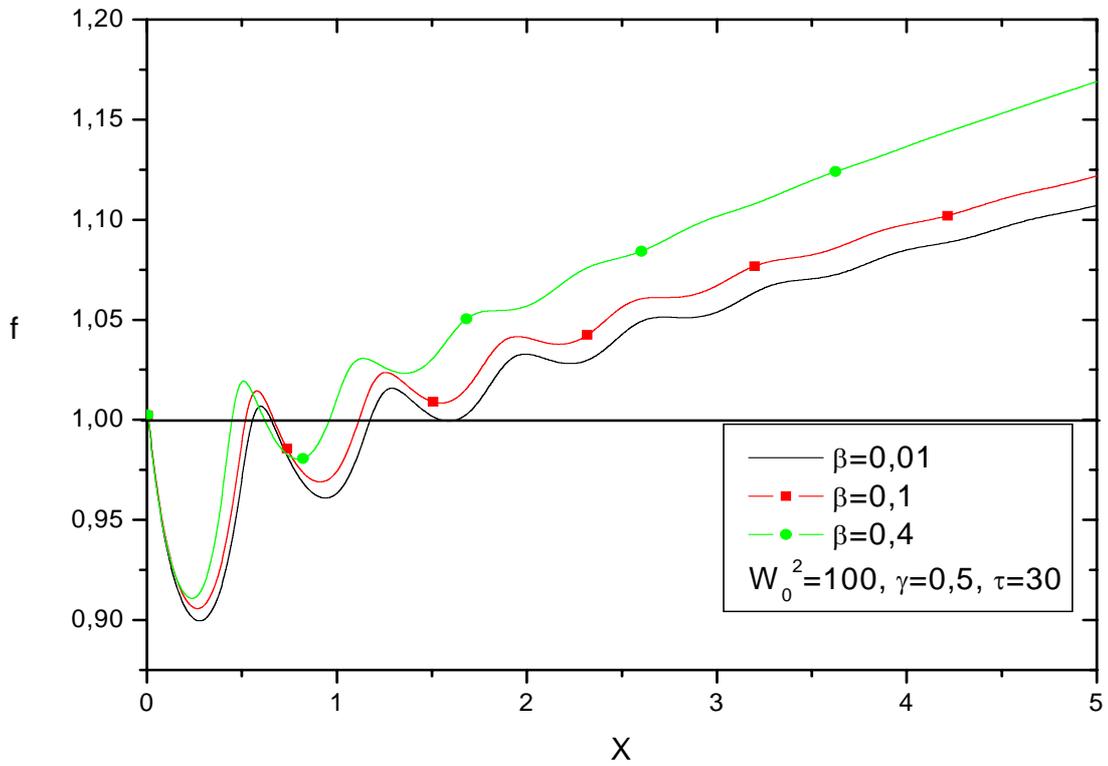


Figure (III-11) facteur de forme pour différentes valeurs de β .

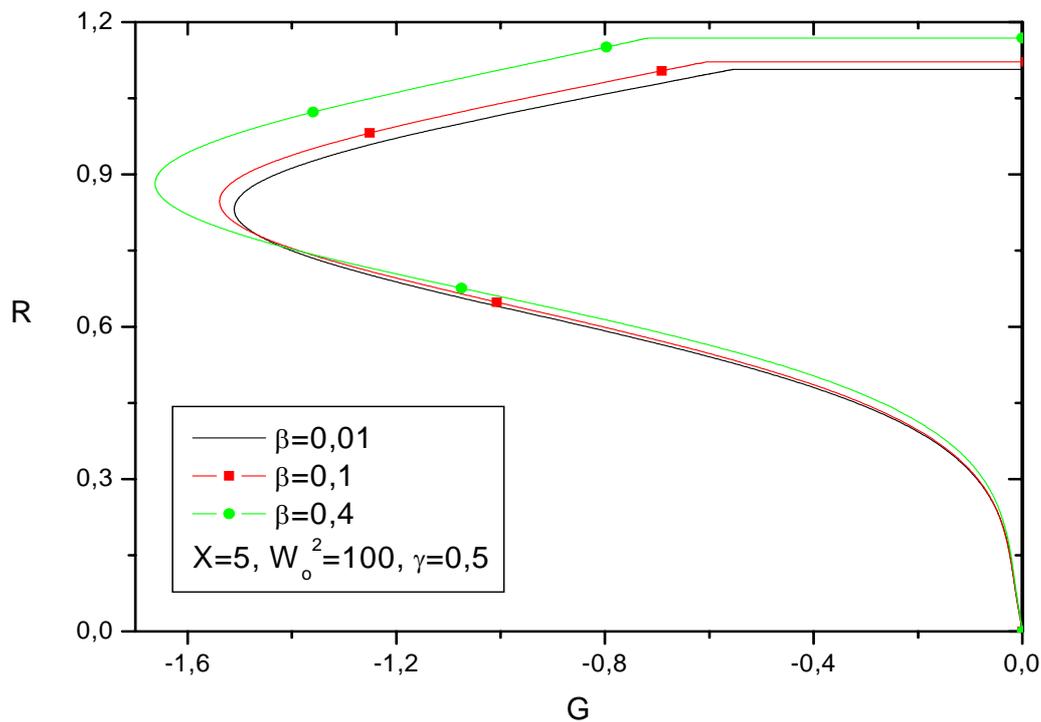


Figure (III-12) profil de la force induite G pour différentes valeurs du β

2) Le Gradient de la pression et la force induite moyenne

G_m :

La figure (III-13-a) montre l'évolution du gradient de la pression le long de l'axe pour différentes valeurs de coefficient d'élasticité β . La chute de pression est calculée par rapport à la pression d'entrée de la conduite.

On remarque la présence d'un fort gradient négatif de pression à l'entrée, ce gradient important explique la présence du col à l'entrée. En aval le gradient de pression s'annule et seule la force induite G devient effective.

La figure (III-13-b) montre l'évolution de la valeur moyennée sur la section correspondante de la force induite G le long de l'axe pour différentes valeurs de coefficient d'élasticité β .

A l'entrée, elle est accélératrice, ce qui provoque la présence du col. En aval elle est décélératrice et le tube se gonfle. Ces figures montrent que la force induite est la force dominante.

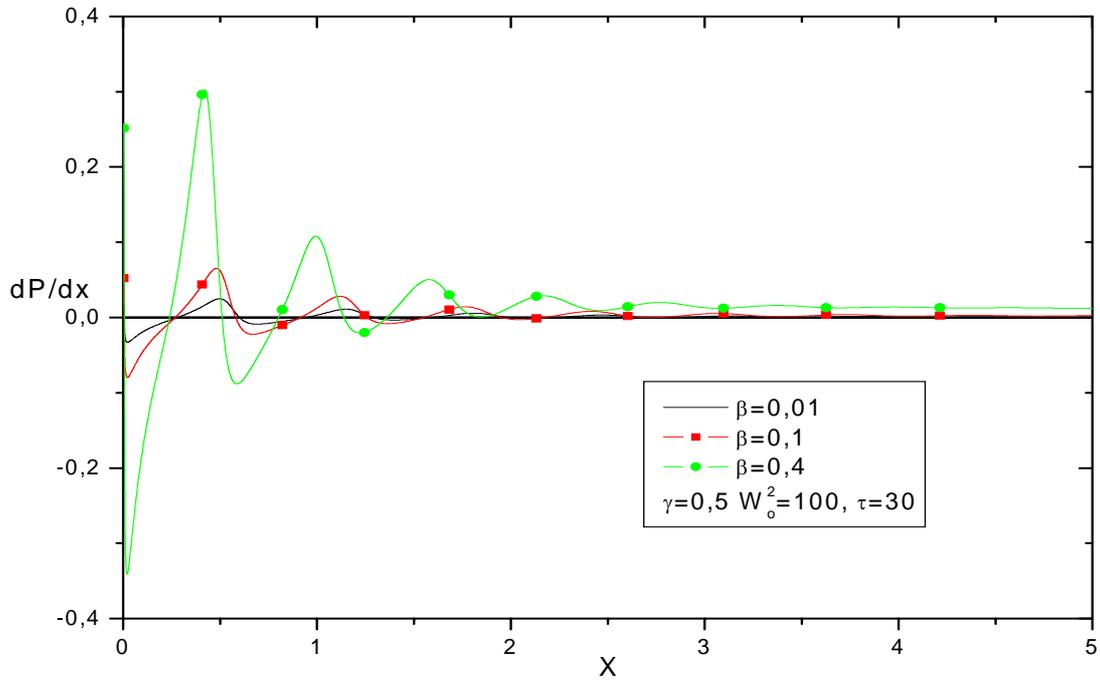


Figure (III-13-a) Gradient de pression pour différentes valeurs de β .

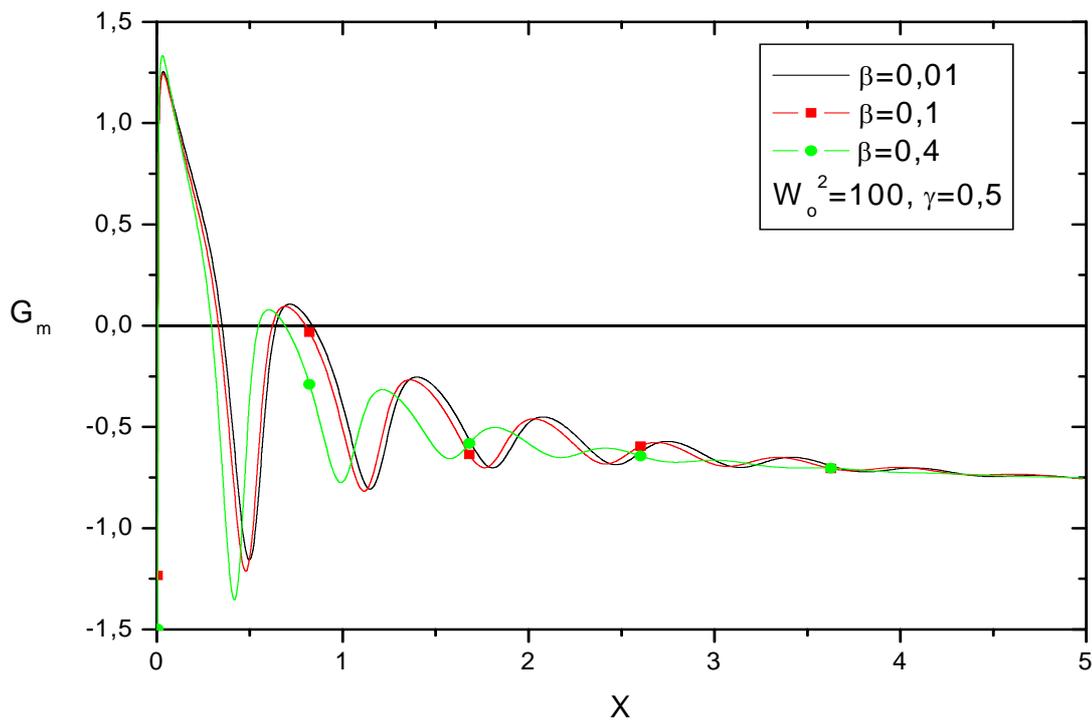


Figure (III-13-b) Valeur moyenne de la force induite G sur chaque section pour différente valeur du β .

3) La valeur moyenne du terme source S :

La figure (III-14) représente l'évolution de la valeur moyenne du terme source $S(x,\tau)$ le long de la conduite pour différentes valeurs de coefficient d'élasticité " β ". La moyenne étant faite sur la section correspondante.

Comme nous l'avons déjà vu au paragraphe (III-2-1-c), l'évolution de la valeur moyenne de terme source $S(x,\tau)$ est de même allure que celle du facteur de forme $f(x,\tau)$ (figure (III-11)).

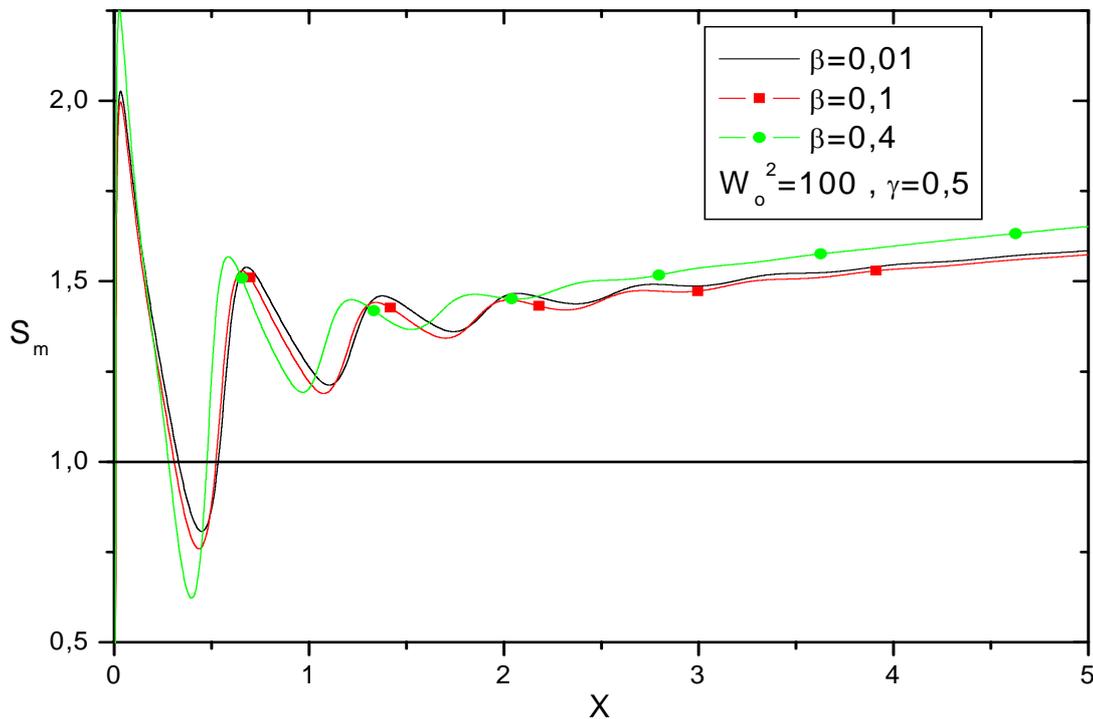


Figure (III-14) l'évolution de la valeur moyenne du terme source S le long de la conduite différente valeur de β

à $x=0,004$, $S=-0,995$ pour $\beta=0,01$, $S=-1,121$ pour $\beta=0,1$ et $S=-1,199$ pour $\beta=0,4$ cette valeur n'apparaît pas dans le graphe pour une raison d'échelle.

c) Influence de la composante instationnaire de la vitesse d'entrée " γ " :

On présente dans ce paragraphe l'influence de la composante instationnaire γ de la vitesse d'entrée. Pour cela on a considéré des valeurs de γ entre 0 et 0,8.

La figure (III-15-a) représente la variation du facteur de forme pour différentes valeurs de γ .

La première remarque, est la présence d'un col instantané juste à l'entrée de la conduite pour $\gamma \neq 0$, suivi par des petites oscillations amorties en

aval. Par contre pour $\gamma=0$ on remarque une augmentation monotone du rayon de la conduite sans la présence des oscillations.

La présence du col est due à la composante oscillatoire qui crée une force induite moyenne $G_m(x,\tau)$ accélératrice à l'entrée (figure (III-15-b)), ce n'est pas le cas pour $\gamma=0$. Cette force accélère l'écoulement dans la direction axiale.

Les figures (III-15-b) et (III-15-c) montrent pour $\gamma=0$ que le tube se gonfle à l'entrée sous l'action d'une pression transmurale positive et la force induite G décélératrice. Plus loin les deux forces s'annulent.

La figure (III-15-d) compare le profil de la force induite G pour l'écoulement stationnaire et instationnaire. Elle montre que le cas instationnaire mène à une interaction fluide-structure plus forte. Dans le cas stationnaire, la force induite est faible. Elle est décélératrice au voisinage de la paroi et accélératrice quand on se déplace vers l'axe.

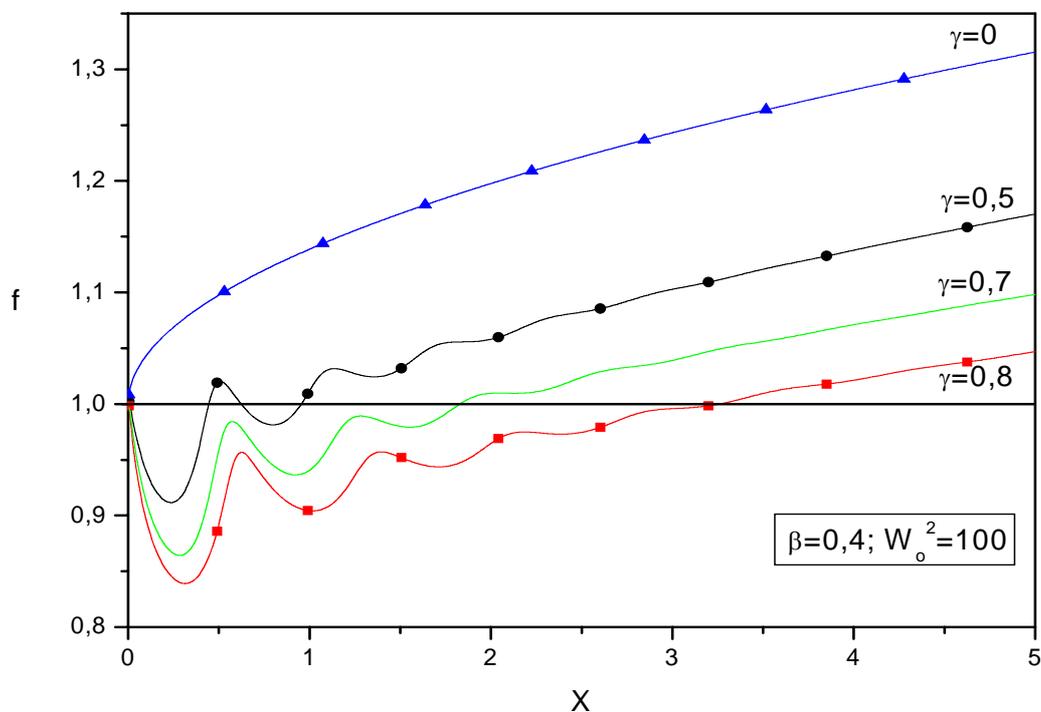


Figure (III-15-a) facteur de forme pour différentes valeurs de γ

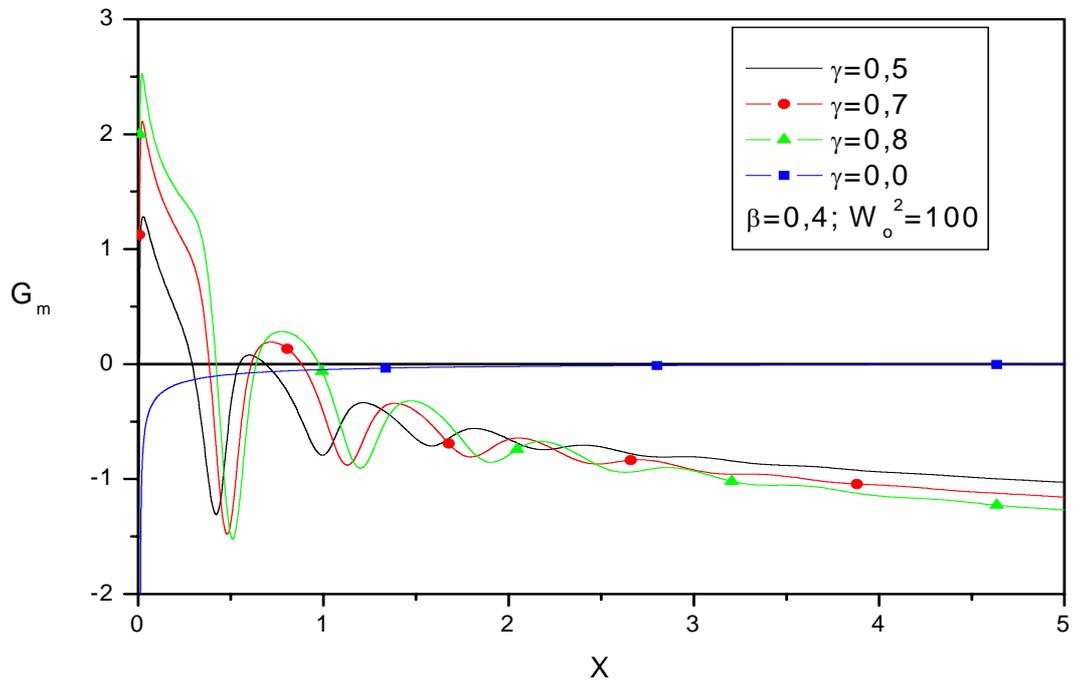


Figure (III-15-b) Valeur moyenne de la force induite G sur chaque section pour différente valeur du γ .

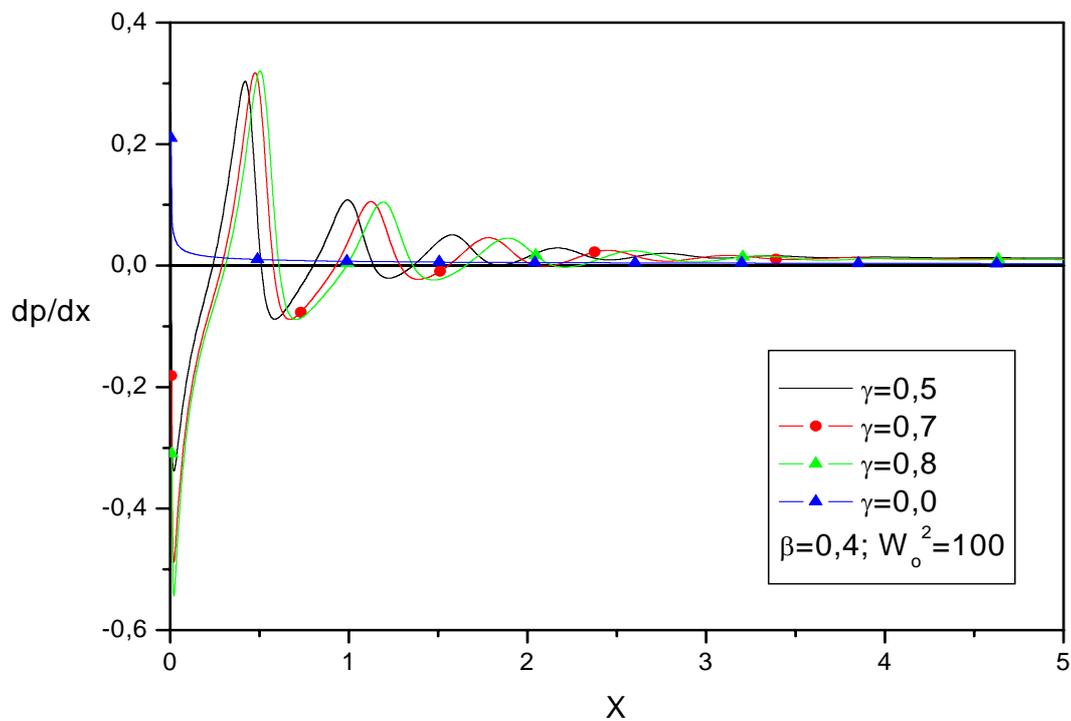


Figure (III-15-c) Gradient de pression pour différentes valeurs de γ .

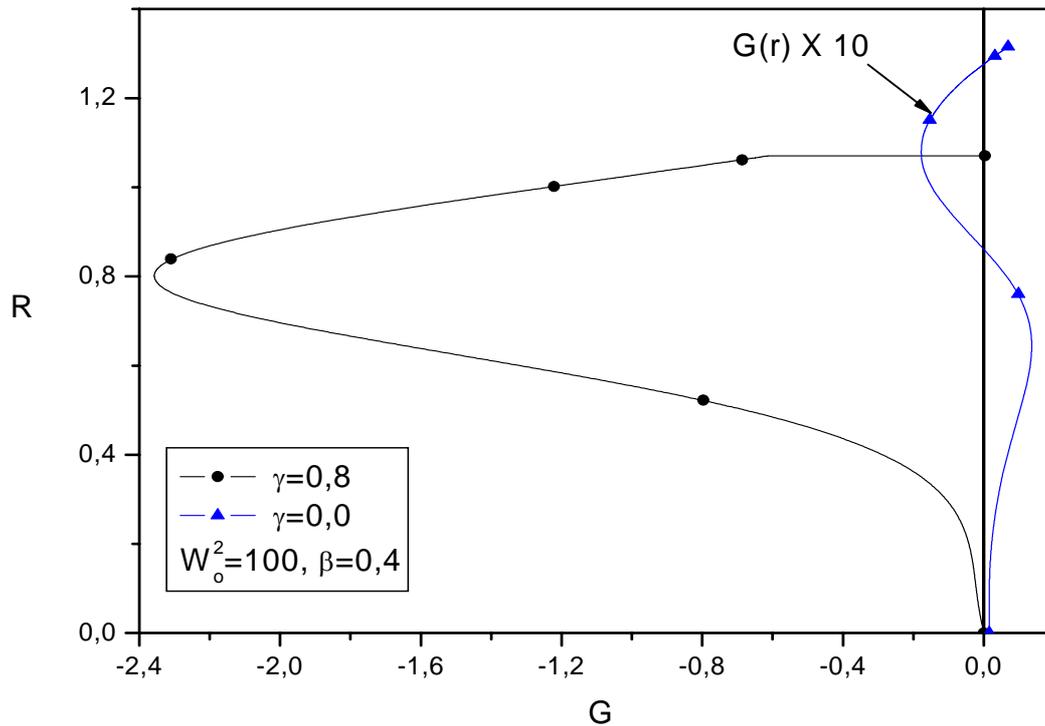


Figure (III-15-d) profil de la force induite pour différentes valeurs de γ .

d) Profil de vitesse longitudinale :

Le graphique (III-16) représente le profil de la vitesse longitudinale à différentes positions le long de l'axe. On remarque sur l'axe que la vitesse la plus élevée correspond à la section droite la plus petite. C'est une condition nécessaire à la conservation du débit pour l'écoulement d'un fluide incompressible.

A l'entrée, le profil est plat. La couche limite se développe progressivement pour remplir toute la section loin en aval où la vitesse tend vers la forme parabolique de poiseuille sous l'effet de la viscosité de fluide.

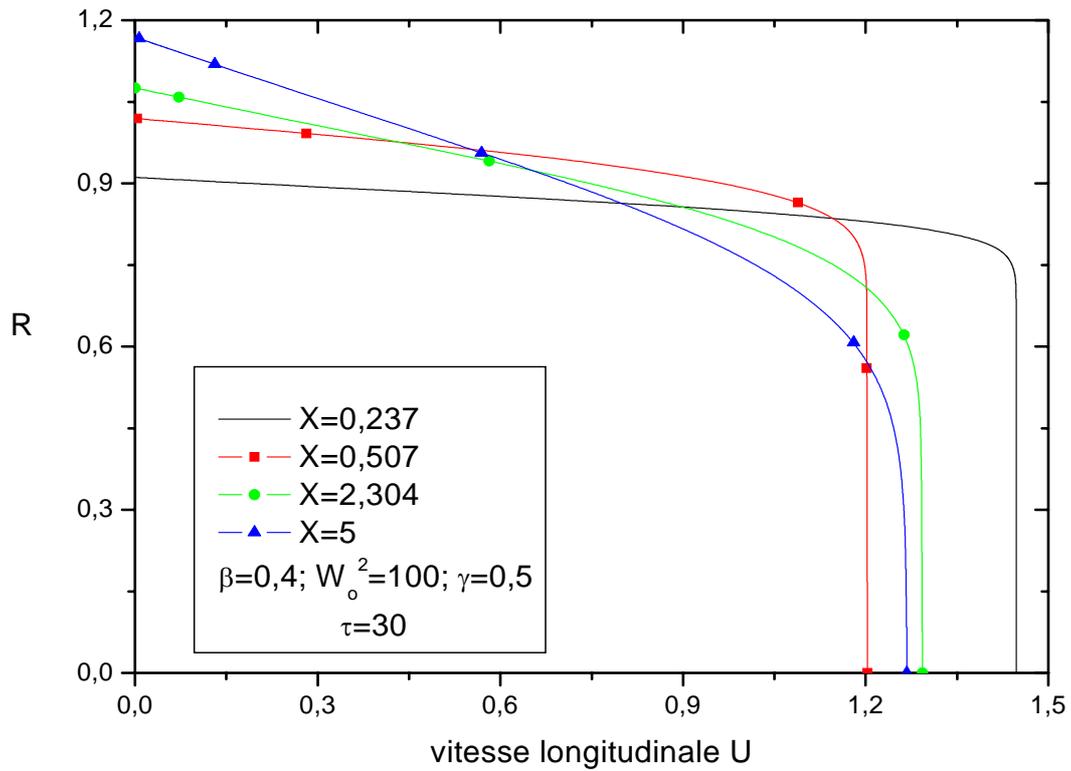


Figure (III-16) Profil de la vitesse longitudinale

e) Profil instantané de la force induite G :

La figure (III-17) représente le profil instantané de la force induite $G(x,\eta,\tau)$. On représente pour quatre positions axiales le profil de G , à $x=0.237$ et $\tau=30$ qui correspond au col, nous avons une force induite accélératrice ; ailleurs elle est décélératrice et ralentit l'écoulement en causant un élargissement de la section.

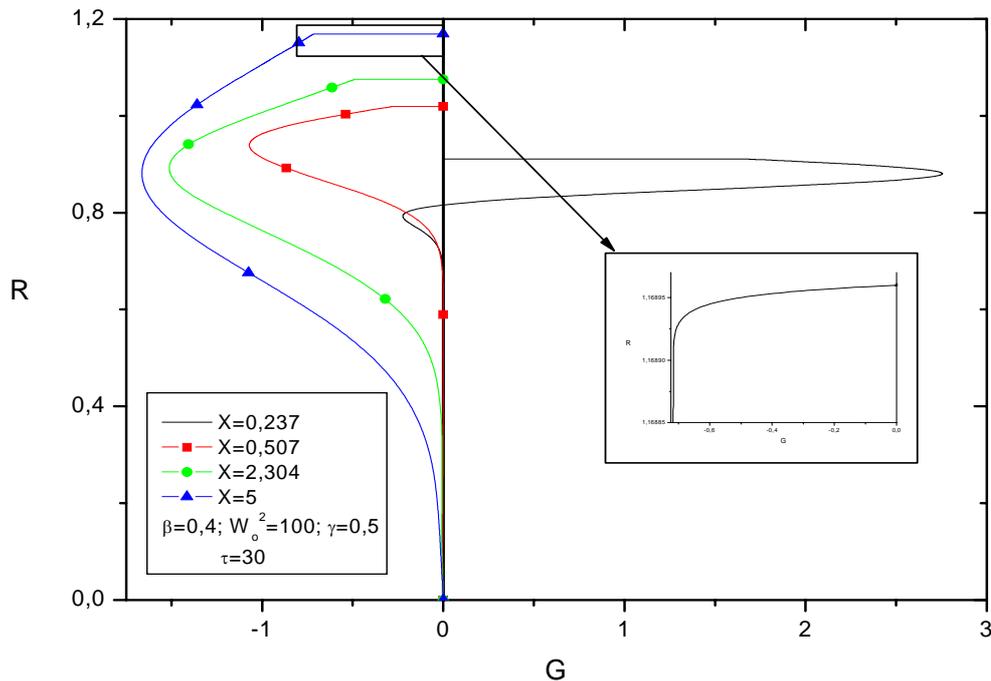


Figure (III-17) profil de la force induite G pour différentes positions axiales

f) L'évolution des différentes grandeurs au cours d'une période :

Dans ce paragraphe, on représente l'évolution des différents paramètres du système au cours d'une période de temps.

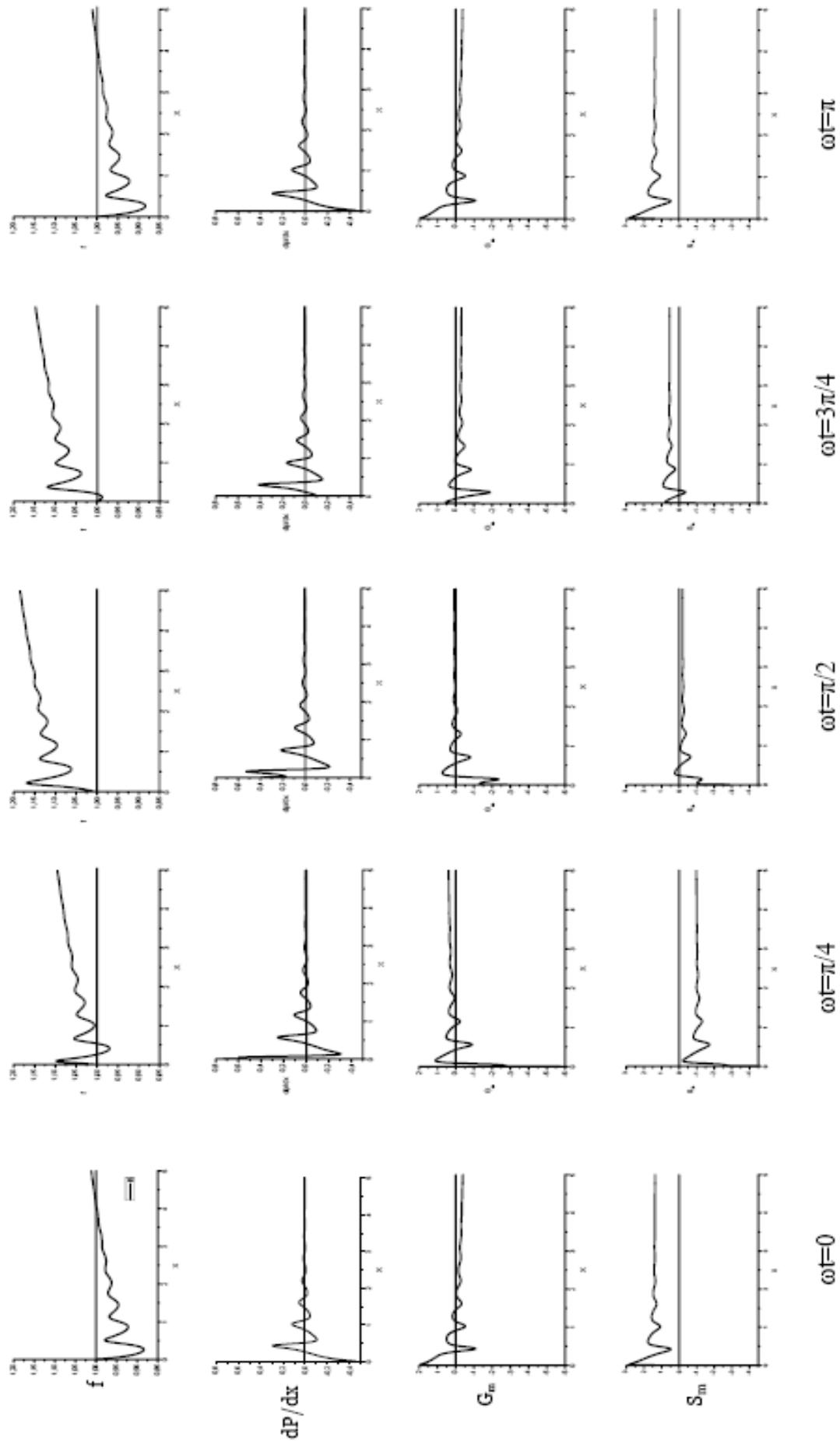
Les figures (III-18-b et III-18-c) représentent l'évolution dans le temps du système pour deux valeurs de nombre de Womersley avec $\beta=0.4$.

Dans la première ligne, on porte l'évolution du facteur de forme pour cinq temps différents. On remarque que la paroi entière oscille avec la fréquence du débit d'entrée. A ($\omega t=0$ et π) qui correspond à un débit minimum le tube se contracte. La section de tube prend une valeur maximale pour un débit d'entrée maximal ($\omega t=\pi/2$).

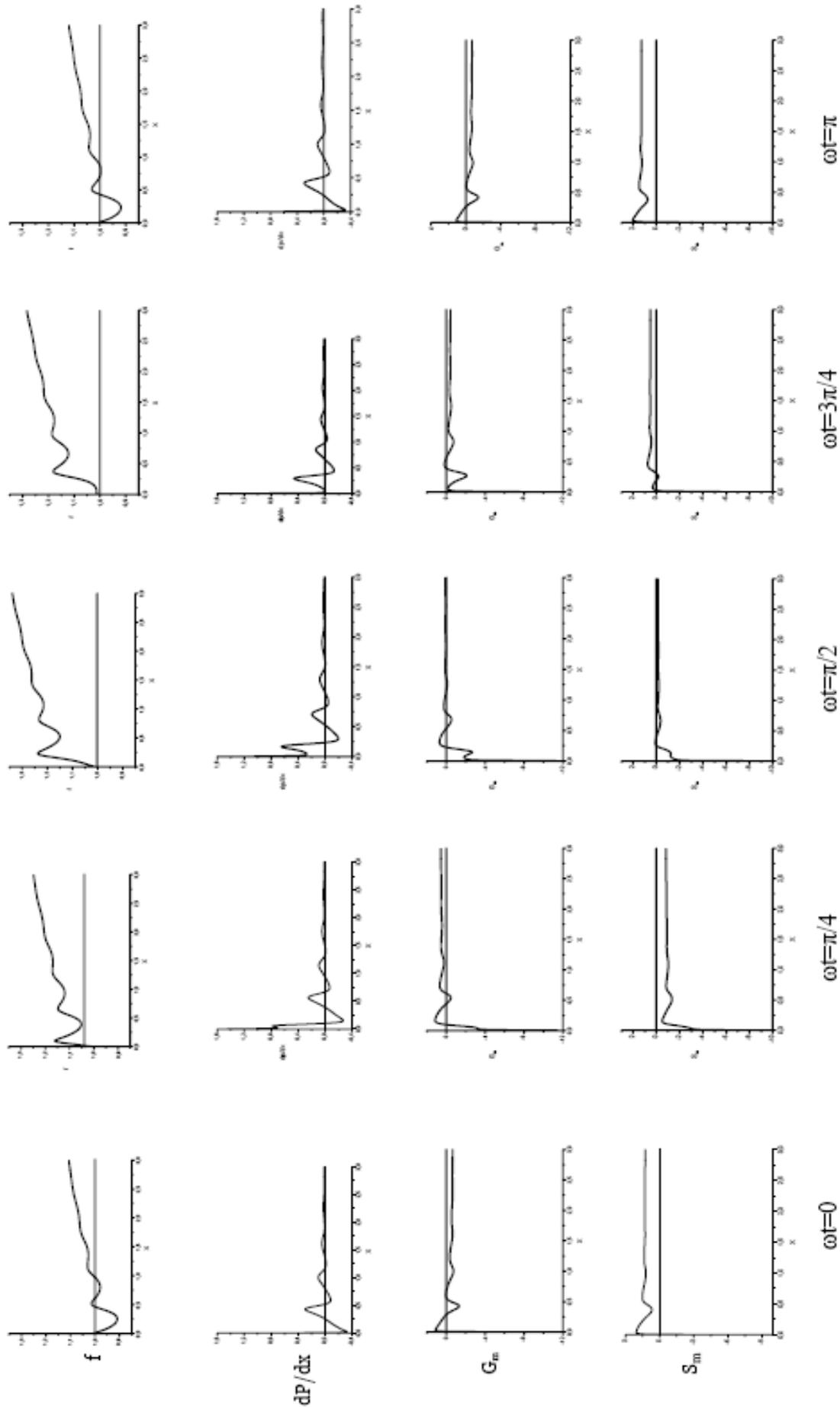
On note ici que la force de pression (seconde ligne) tend toujours vers zéro. Juste à l'entrée les deux forces (la force de pression et la force induite) oscillent et agissent sur l'écoulement dans la même direction (décélèrent ou accélèrent

le fluide). On pourrait conclure que c'est la force induite G qui crée la pression transmurale responsable de la déformation du tube.

Dans la dernière ligne, on représente l'évolution de terme source moyennée sur la section correspondante au cours d'une période de temps. On remarque que quand le débit d'entrée augmente (diminue) pour : $0 < \omega t < \pi/2$ ($\pi/2 < \omega t < \pi$), le système se comporte comme un puit (une source) pour compenser le défaut (l'excès) de masse. On peut dire que le changement de débit d'entrée est compensée en moyenne par la variation de terme source $S(x,\tau)$.



$\omega t = \pi/2$
 $\beta = 0,4, W_0^2 = 500, \gamma = 0,5$
 Figure (III-17-c)



$\omega t = \pi/2$
 $\beta = 0,4, W_0^2 = 50, \gamma = 0,5$
 Figure (III-17-b)

II-3-3 Deuxième partie : $\beta=1$

On analyse dans ce paragraphe le cas $\beta=1$. La figure (III-19) montre l'évolution de facteur de forme le long de l'axe pour deux valeurs du nombre de Womersley.

On remarque que, relativement, pour les grands nombres de Womersley ($W_0^2=1000$), les deux forces, la force de pression et la force induite G_m , s'annulent en aval (figures III-20 et III-21). Dans ce cas le tube se gonfle figure (III-19). La seule force motrice est l'inertie du fluide. Ce dernier est ralenti par les forces visqueuses et par conséquent la section du tube croît.

Pour les petites valeurs du nombre de Womersley, $W_0^2=500$, le tube se gonfle rapidement sous l'action de la force induite décélétratrice $G(x,\eta,\tau)$ (figure (III-22)).

Pour $W_0^2=100$, on observe une zone de recirculation en aval (figure (III-22)). Dans ce cas le schéma numérique diverge avant que le régime permanent ne soit atteint. Deux raisons pour cela peuvent être données :

1-le modèle ne peut pas traiter une augmentation illimitée de la section du tube. Quand le diamètre atteint une grande valeur, l'approximation de la loi linéaire de tube n'est plus vérifiée. A ce point, des oscillations apparaissent et le schéma numérique devient instable.

2-L'équation de quantité de mouvement est parabolique dans la direction de l'écoulement et ne peut pas être étendue à un renversement de écoulement. Quand le schéma numérique avance en aval dans la direction axiale, l'information dynamique se propage en arrière dans la direction amont pendant le renversement de l'écoulement. Pour un tel écoulement, les équations complètes de Navier-Stokes doivent être considérées et associées à un algorithme numérique approprié.

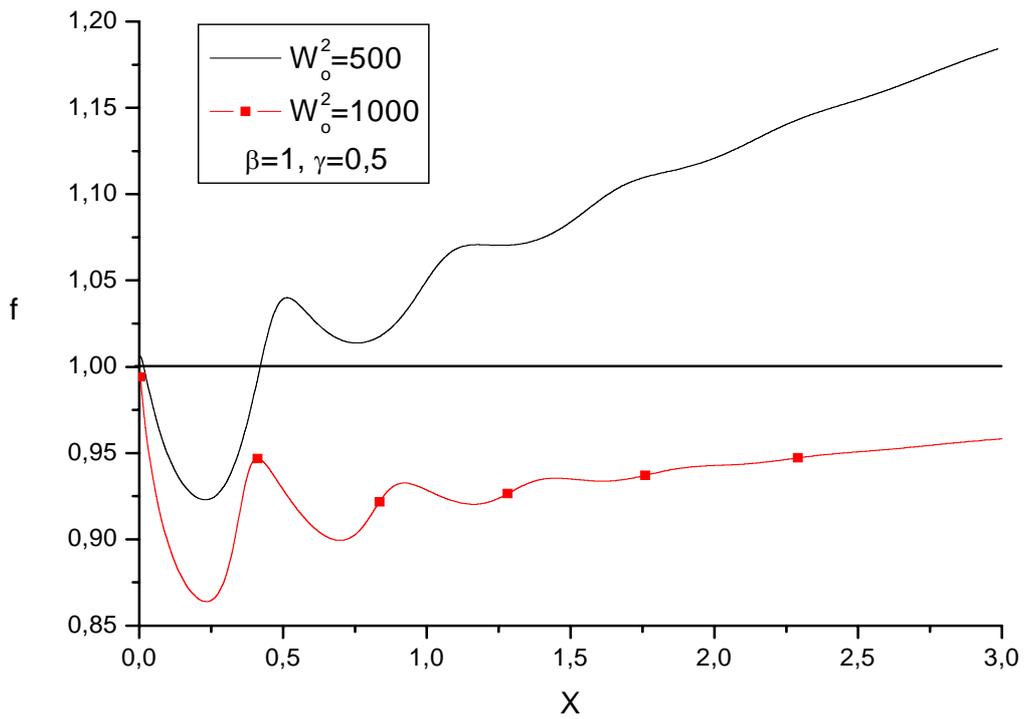


Figure (III-19) facteur de forme pour $\beta=1$

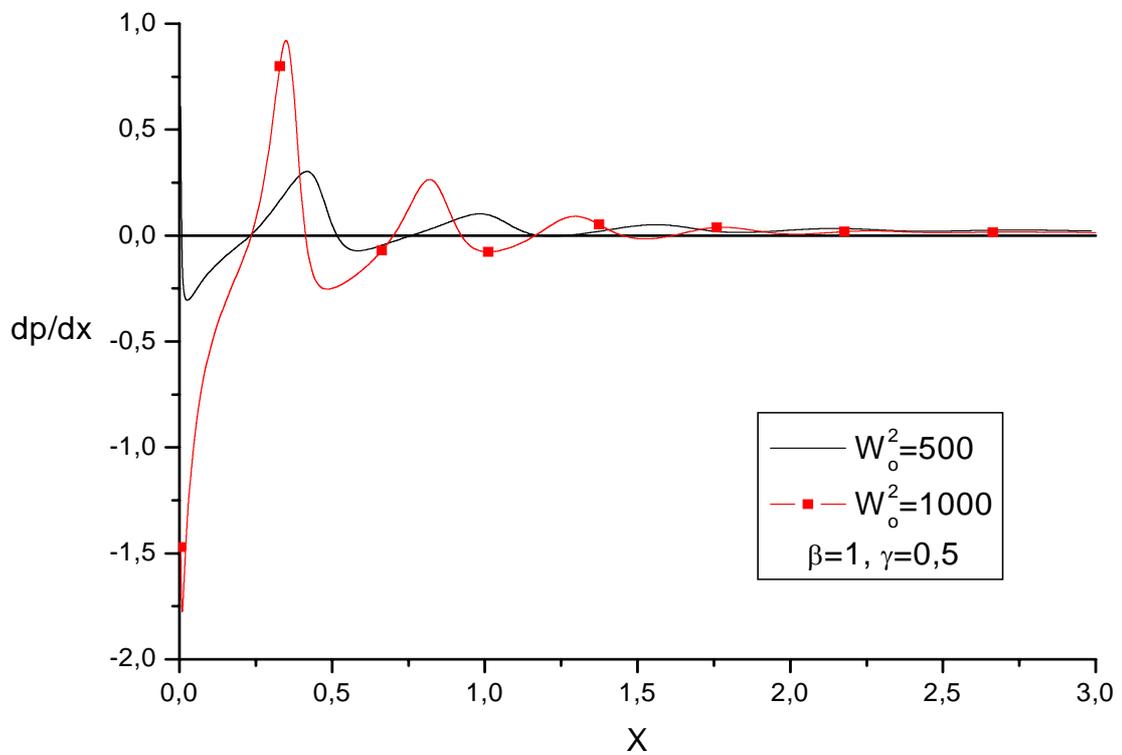


Figure (III-20) Gradient de pression pour $\beta=1$

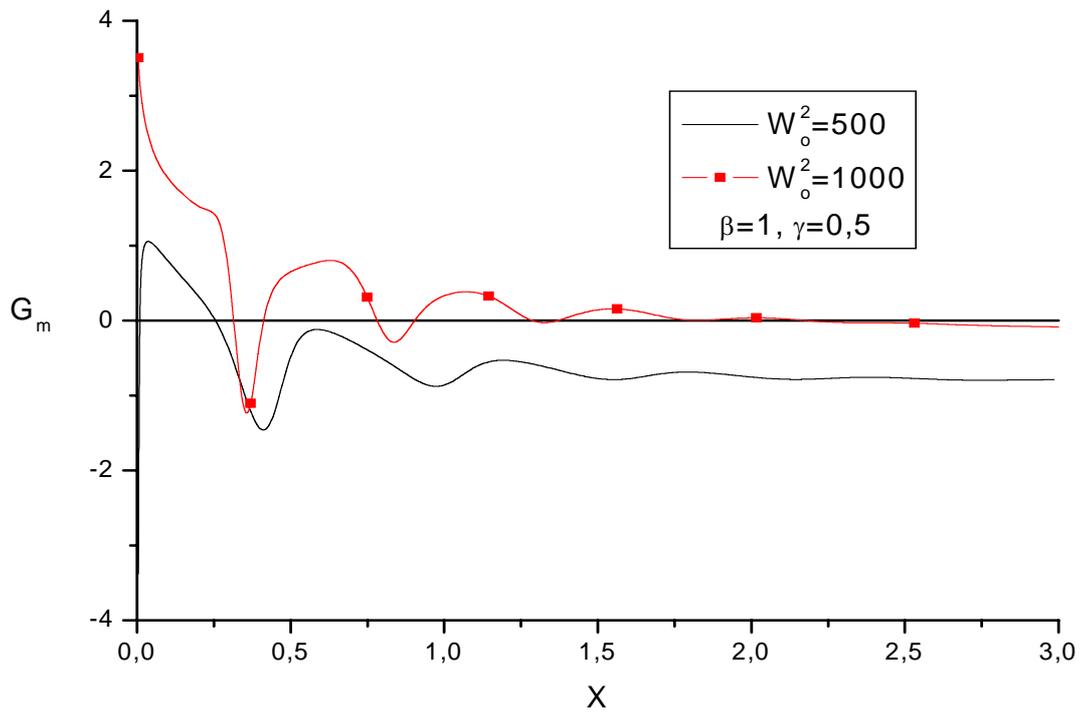


Figure (III-21) Valeur moyenne de la force induite G sur chaque section

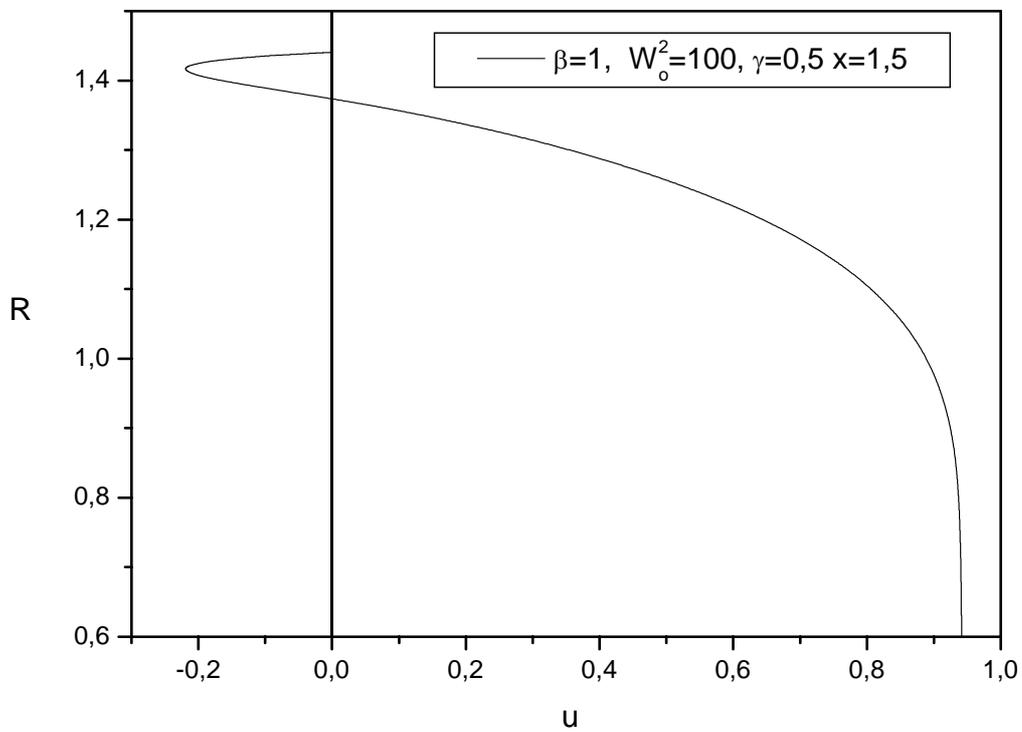


Figure (III-22) profil de la vitesse longitudinale.

III-3-4 Troisième partie : $\beta > 1$

Dans cette troisième partie, on exposera les résultats obtenus pour les valeurs de $\beta > 1$. ce cas est caractérisé par la contraction de la conduite sous l'action d'une pression transmurale négative.

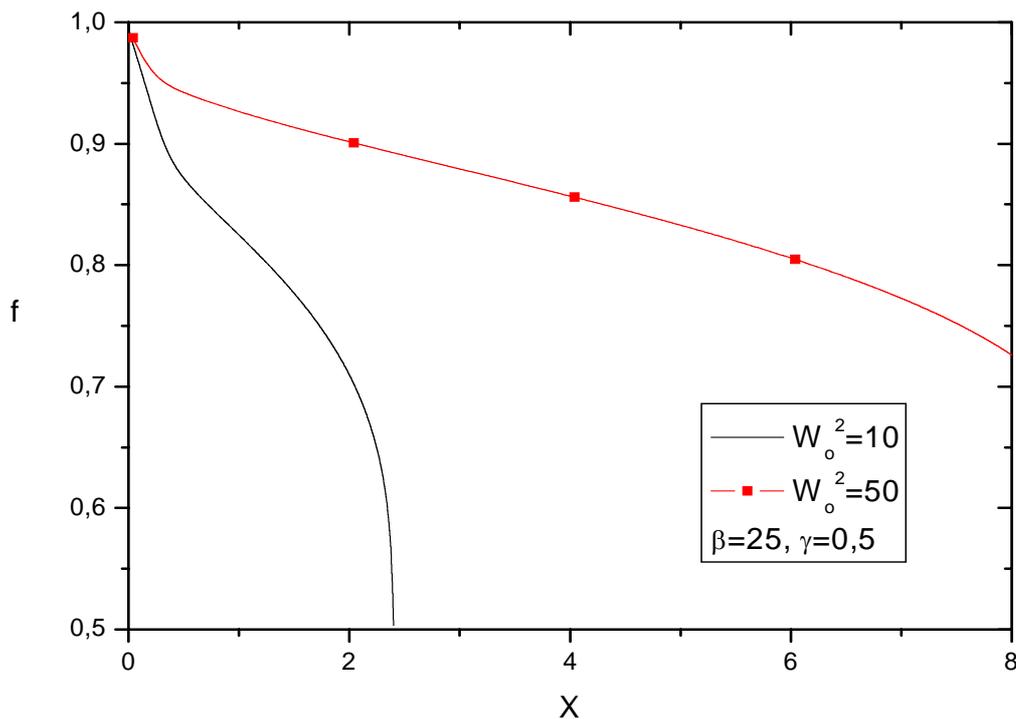


Figure (III-23) facteur de forme pour différentes valeurs de Womersley.

La figure (III-23) représente la variation du facteur de forme le long de la conduite, pour deux valeurs de nombre de Womersley et $\beta = 25$

Dans les deux cas la conduite se contracte, et elle s'effondre brusquement pour $W_o^2 = 10$. La contraction brusque du tube peut signifier que la pression transmurale a atteint la valeur critique à laquelle le tube s'effondre. En pratique la déformation ne peut plus être à symétrie axiale. Le schéma numérique diverge avant même que la zone permanente ne soit atteinte.

On remarque que le facteur de forme est une fonction croissante du nombre de Womersley, et que plus le nombre de Womersley est grand, plus le point d'effondrement se trouve en aval.

Une contraction est provoquée par le gradient de pression négatif, qui signifie que la force de la pression est une force accélératrice figures (III-24-a) et (III-24-b). La force induite G est une force qui ralentit l'écoulement figure (III-25-a) et (III-25-b), mais elle est insignifiante comparée à la force de pression, ce qui nous conduit à dire que la force de pression est la force motrice dans ce cas.

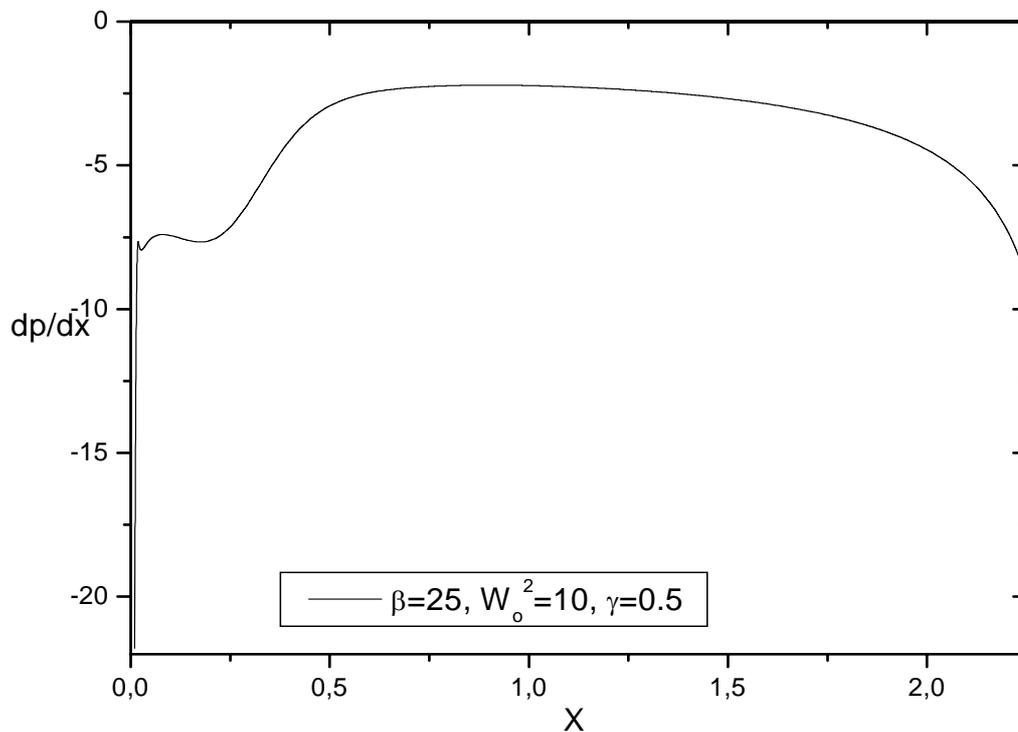


Figure (III-24-a) Gradient de pression le long de la conduite.

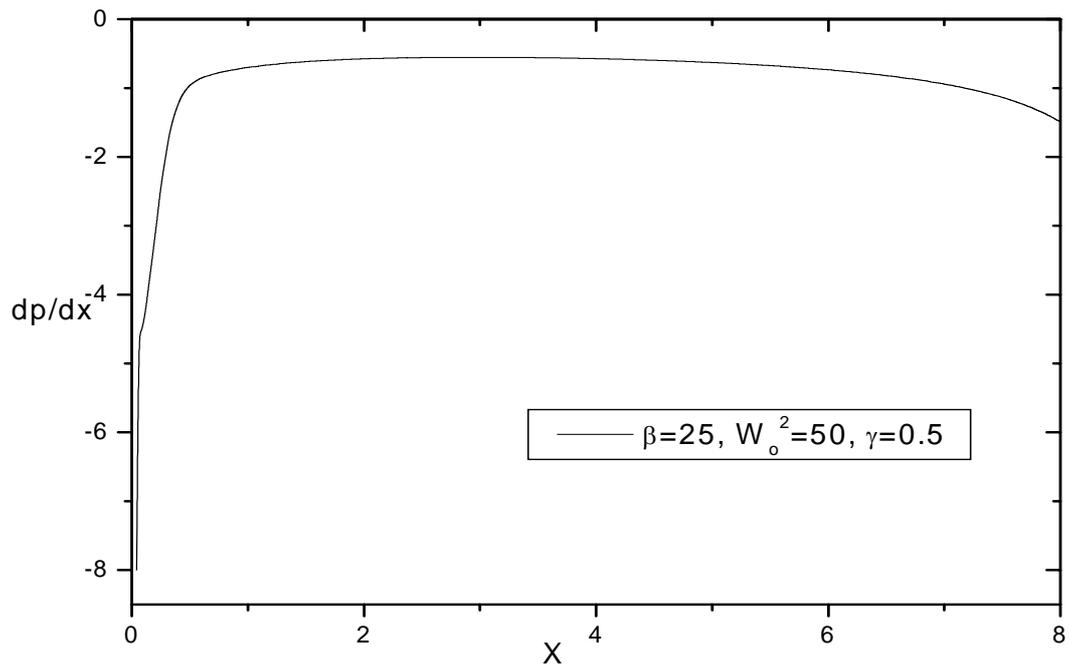


Figure (III-24-b) Gradient de pression le long de la conduite.

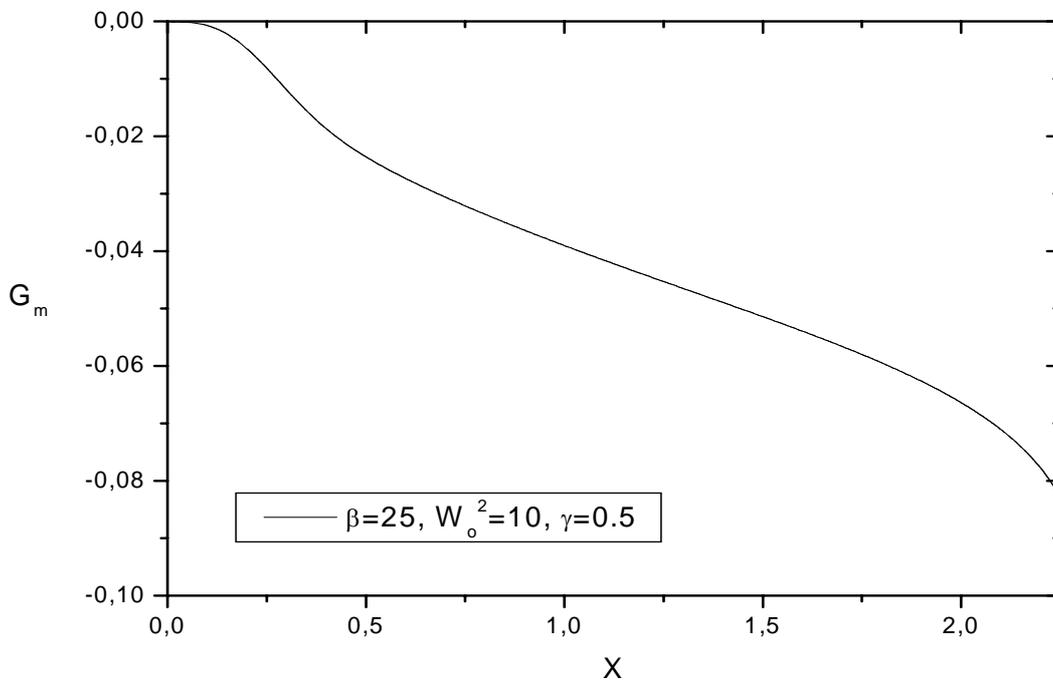


Figure (III-25-a) Valeur moyenne de la force induite G sur chaque section

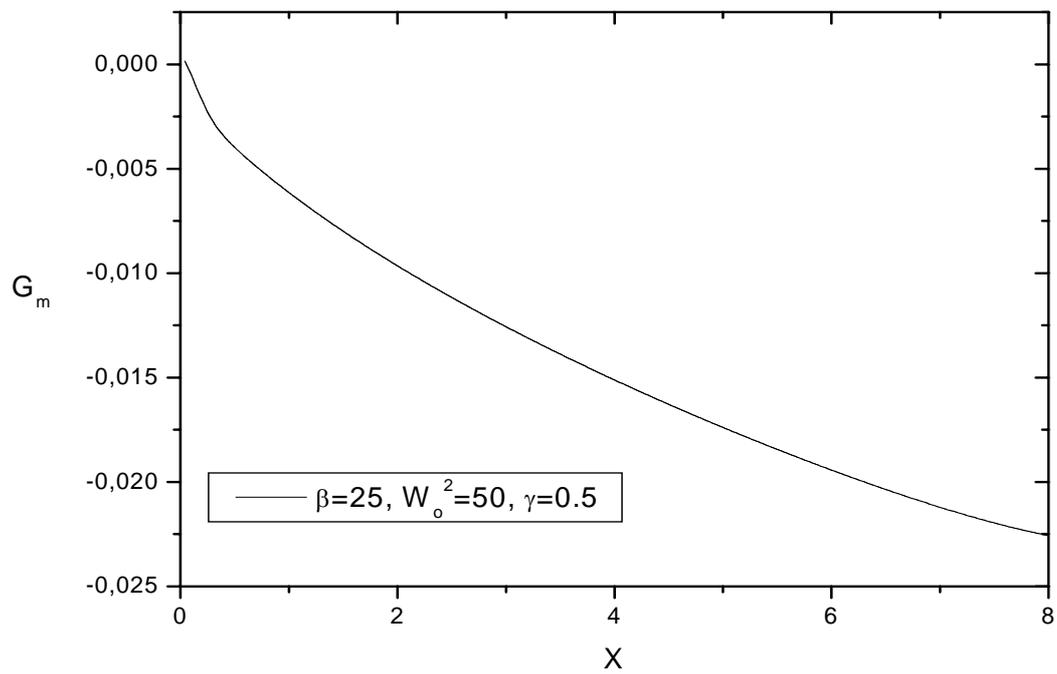


Figure (III-25-b) Valeur moyenne de la force induite G sur chaque section

Conclusion Générale

CONCLUSION GÉNÉRALE :

Nous avons consacré ce travail à l'étude numérique du problème de l'interaction fluide-structure à l'entrée d'une conduite dont les parois sont déformables.

On a considéré l'écoulement laminaire d'un fluide Newtonien régi par les équations de la couche limite instationnaires. Les équations ont été réduites à celles de la couche limite classique pour un tube rigide avec deux termes supplémentaires fortement non linéaires, un terme source dans l'équation de la conservation de la masse et une force induite dans l'équation de conservation de quantité de mouvement qui traduisent le mouvement de la paroi.

La loi à la paroi est dérivée de l'équation d'état générale (théorie linéaire des coques) donnée par Timoschinko [32]. Ce modèle, associé à quelques hypothèses simplificatrices se réduit à une relation linéaire qui relie la pression de l'écoulement au rayon de la conduite à travers les propriétés de cette dernière. Dans cette dernière équation, on a introduit un nouveau nombre adimensionnel qui est le coefficient d'élasticité β qui relie les paramètres de la paroi (structure) aux paramètres de l'écoulement.

On a étudié l'influence des différents paramètres physiques qui interviennent dans notre modèle sur le comportement de la paroi et celui de l'écoulement.

Les résultats obtenus montrent l'importance du coefficient d'élasticité β et l'influence de la force induite $G(x,\eta,\tau)$ et du terme source $S(x,\eta,\tau)$. On peut résumer les principaux résultats obtenus dans les points suivants :

Ce modèle a la propriété d'isoler les termes qui représentent l'interaction fluide-structure.

La force induite 'G' influence considérablement l'écoulement tandis que le terme source 'S' agit sur la forme de la conduite. Il donne une image détaillée pour les tubes gonflés dans la région d'entrée.

Si la rigidité de la paroi est plus importante que la pression dynamique ($\beta > 1$), le tube ne peut plus soutenir la charge et se contracte sous l'action d'une pression transmurale négative. La déformation tend à être importante et brusque. L'hypothèse qui justifie l'approximation de premier ordre de la loi de tube est violée et des instabilités numériques apparaissent

L'étude que nous avons réalisée nous a permis de mettre en évidence les mécanismes de base du phénomène d'interaction fluide-structure lors d'un écoulement dans une conduite déformable. Mais il reste encore un travail très important à réaliser pour compléter cette étude.

Notre étude est limitée à la région d'établissement (région d'entrée), il est souhaitable d'utiliser les équations complètes de Navier-Stokes qui permettent d'étudier le cas où il y a des zones de recirculation. Elles permettent aussi d'étudier le phénomène dans la région où l'écoulement est établi ainsi que l'établissement d'ondes stationnaires. Les équations complètes de Navier-Stokes nous permettent de faire introduire une force de pression radiale afin de balancer les forces centrifuges dues à une forte courbure des lignes de courants lors de déformations de paroi importantes

Il est recommandé aussi d'utiliser une loi à la paroi plus générale que celle utilisée dans notre étude, et prendre en considération le terme de rappel dans cette équation.

Il serait de même intéressant qu'un travail expérimental soit entrepris afin de confirmer et renforcer nos résultats numériques.

Références Bibliographiques

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES :

- [1] A. S. Jones. Extension to the solution of the Greatz problem. I. J. H. M. T. 14. 619-623, (1971)
- [2] R. W. Hornbeck. Laminar flow in the entrance region of a pipe. Appl. Sci. Res. section (1963) A Vol. 13. pp 225-232
- [3] S. Uchida, The pulsating viscous flow superimposed on the steady laminar motion of incompressible fluid in a circular pipe. ZAMP. 1956. 7. 55- pp 403-422
- [4] S. Uchida, A. Hiroshi, Unsteady flows in a semi-infinite contracting and expanding pipe. Journal of Fluid mechanics.(1977) Vol. 82 part 2, pp 371-387.
- [5] H. B. Atabek, and C. C. Chang. Oscillatory flow near the entry of circular tube. ZAMP 12, pages 403-422, 1961.
- [6] B. Shome. Et M. K. Jensen. Correlation for simultaneously developing laminar flow and heat transfer in a circular tube. INT. J. Heat Mass Transfer. Vol. 36. No. 10. pp. 2710-2713 1993.
- [7] E. G. Richardson. The radial velocity gradient near the mouth of pipes in which an alternating or continuous flow of air is established. Proceeding of the royal society. **A42**. (1929). 1-15
- [8] R. Creff P. Andree Dynamic and convective results for a developing laminar unsteady flow Inter Journal for Numerical Methods in Fluids.**5**. 1985. 745-760

- [9] S. Takabateck, K. Ayukawa, Numerical study of two dimensional peristaltic flows. *Journal of Fluid mechanics*. 12–1982. 439-465
- [10] T. F. Zien, S. Ostrach, A long wave approximation to peristaltic motion. 1970. *J. Biomech*, **3** 63-75
- [11] P. Ly D. Belletm Q. Bousauet et P. Boyer. Écoulements pulsés de fluides inélastiques en conduite tronconique ou déformable. *Revue Phy. Appl.* 16 (1981) 323-331.
- [12] S. Lorthois et P. Y. Lagrée. Ecoulement dans un convergent axisymétrique: calcul de la contrainte de cisaillement pariétale maximale. *C. R. Acad. Sci. Paris. t 328 série II b*, p 33-40 (2000).
- [13] S. Remli, Effets d'une déformation de parois sur les propriétés thermohydrauliques d'un écoulement laminaire. *Thésée de magister à l'USTHB. 1993*
- [14] R. Sehaqui et J. K. Naciri. Etude analytique du transfert thermique en zone d'entrée dans un canal. *Mécanique & Industries*. 4 (2003) 181-184.
- [15] A. Kamm, H. Shapiro. Unsteady flow in a collapsible tube subjected to external pressure or surface force. *Journal of Fluid mechanics* 95 (1979)
- [16] Z. Doulfoukar, M. O. Touhami. J. K. Naciri et M. Zagzoule. Méthode numérique pour la résolution de l'écoulement d'un fluide viscoélastique en conduite à paroi déformable. *J. Phys. III France* 6 (1996) 433-442.
- [17] H. Bethaud analyse non linéaire de l'écoulement sanguin dans un modèle de l'aorte, Thèse de Docteur-ingénieur (Université de Poitiers, France, 1977)
- [18] H. Amar, M. Kerroum et G. Zeggwagh. Modélisation de la contrainte pariétale pour un écoulement pulsé de fluide di phasique en conduite déformable de faible diamètre. *C. R. Acad. Sci. Paris, t. 326, Série II b*, p. 197-204, 1998

- [19] M. Mafkhari, M. O. Touhami, J. K. Naciri. Effet de l'asymétrie sur l'écoulement 2D dans un canal à paroi souple. 2 rencontres nationales des jeunes chercheurs en physique (R.N.J.C.P Les 22-24 Décembre1997 Casablanca Maroc).
- [20] F. Chirazi, A. Ghouli, M. O. Touhami et J. K. Naciri. Etude analytique de la propagation d'ondes en conduites déformables. 2 rencontres nationales des jeunes chercheurs en physique (2 R.N.J.C.P Les 22-24 Décembre1997 Casablanca Maroc).
- [21] G. Pontrelli. A mathematical model of flow in a liquid-filled viscoelastic tube. www.iac.rm.cnr.it/~Pontrell/pnp/elas6.pdf
- [22] M. Heill. Stokes flow in collapsible tubes-Computation and experiment. *Journal of Fluid Mech.* (1997), vol. 353, pp. 285-312.
- [23] M. Heill. Stokes flow in elastic tube-A large displacement fluid-structure interaction problem. *International journal for numerical methods in fluids Int. J. Numer. Meth. Fluids* 28: 243–265 (1998)
- [24] K. Gueraoui, A. Mrabti et G. Zeggwagh. Écoulements pulsés de fluides de casson generalise en conduites viscoélastiques poreuses et anisotropes.
- [25] G. Pedrizzetti. Fluid flow in a tube with an elastic membrane insertion. *J. Fluid. Mech* (1998) 375, pp 39-64
- [26] H. Demiray. Nonlinear waves in a prestressed elastic tube filled with a layered fluid *International Journal of Engineering Science.* 40(2002) 713-726
- [27] R . Comolet *Biomécanique circulatoire.* Masson. (1984)
- [28] I .Kececioglu and all *Steady supercritical flow in collapsible tubes. Part 1. Experimental observations.* *J. Fluid Mech.* **109.** (1981). 367-389
- [29] I .Kececioglu and all *Steady supercritical flow in collapsible tubes Part 2 Theoretical studies.* *J. Fluid Mech.* **109** (1981) 391-415

- [30] S. Timoschenko, Theorie des plaques et des coques. Lib-polytech. Paris, Liège 1951
- [31] A. G. Hoekstra. J. V. Hoff, A. M Artoli et P. M. A. Sloot. Unsteady flow in a 2D elastic tube with the LBGK method. Future Generation Computur Systems 20 (2004) 917-924.
- [32] F. Nobile Numerical approximation of fluid-structure interaction problems with application to haemodyna-mics. These de Doctoral Lausanne (2001).
- [33] T. S. Zhao. P. Cheng. Heat transfer in oscillatory flows. Annual Review of Heat Transfer, Volume IX, 1998